

УДК 621.039.6.536.24

ТЕПЛООБМЕН В ЖИДКОМ МЕТАЛЛЕ ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2020 г. Н. А. Лучинкин¹, *, Н. Г. Разуванов², И. А. Беляев², В. Г. Свиридов²¹Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”
(ФГБОУ ВО НИУ “МЭИ”), Москва, Россия²Объединенный институт высоких температур (ОИВТ) РАН, Москва, Россия

*E-mail: LuchinkinNA@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.09.2019 г.

После доработки 26.09.2019 г.

Принята к публикации 24.12.2019 г.

В работе приводятся результаты исследования гидродинамики и теплообмена при подъемном течении ртути в вертикальной трубе под воздействием поперечного магнитного поля. Задача моделирует движение жидкого металла в полоидальных каналах системы охлаждения бланкета термоядерного реактора типа ТОКАМАК. Представлены экспериментальные данные по температурным полям и теплоотдаче, полученные в результате зондовых измерений, выполненных на базе ртутного магнитогидродинамического стенда ОИВТ РАН. Данные сопоставлены с результатами численного моделирования для определения границ применимости расчетной модели и проверки корректности задания условий в эксперименте. В отсутствие магнитного поля теплообмен осложнен влиянием смешанной турбулентной конвекции, в отдельных режимах наблюдается снижение теплообмена на 30–40% по сравнению с вынужденной конвекцией. Под влиянием поперечного магнитного поля характер теплоотдачи существенно меняется из-за ламинаризации течения и изменения профиля скорости вследствие электромагнитного взаимодействия. При этом в исследованной области режимных параметров влияние смешанной конвекции в однородно обогреваемых трубах не оказывает существенного влияния на теплообмен в магнитном поле и не приводит к образованию пульсирующих, возвратных или отрывных течений.

DOI: 10.31857/S0040364420030126

ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые жидкие металлы (ЖМ) рассматриваются как перспективные теплоносители и рабочие среды в ядерных и термоядерных реакторах (ТЯР). В ТЯР чистого синтеза и гибридных реакторах предполагается использовать ЖМ как для охлаждения бланкета и дивертора, так и для наработки трития. Для строящегося международного ТЯР ИТЭР разрабатываются ЖМ-модули бланкета [1, 2], предназначенные, главным образом, для наработки трития, а также для отработки технологий эксплуатации ЖМ. В предлагаемых проектах ЖМ-модулей предпочтение оказывается выбору литий-свинцовой эвтектики Pb–Li (ЛСЭ) и течению в полоидальных каналах. Для гибридных реакторов – термоядерных источников нейтронов [3] – крайне привлекательны ЖМ, так как они практически не замедляют нейтроны, или расплавы солей. Помимо трудностей эксплуатации ЖМ-систем охлаждения (из-за высоких рабочих температур и физико-химических проблем коррозии и окисления), основная проблема использования ЖМ в ТЯР – большие потери давления в трактах охлаждения при прокачке элект-

топроводной среды в сильном магнитном поле (МП), удерживающем плазму. Также специфичен теплообмен в магнитно-гидродинамических (МГД) каналах: он будет сильно отличаться от закономерностей при течении традиционных теплоносителей при нормальных условиях. Для проектирования надежных и эффективных решений важны экспериментальные данные, позволяющие верифицировать численные методики и прогнозировать поведение систем охлаждения в условиях ТЯР.

Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции хорошо изучен в вертикальных трубах при опускном и подъемном течениях для неметаллов [4, 5]. Для подъемного течения предложена универсальная зависимость в представлении относительного числа Нуссельта Nu/Nu_T в зависимости от параметра Ra_B/Re , где Nu_T определено для стабилизированного турбулентного течения в отсутствие влияния термогравитационной конвекции (ТГК), а число Рэлея Ra_B рассчитывается по осевому (аксиальному) градиенту температур. Данная зависимость асимптотически выходит на единицу при уменьшении параметра Ra_B/Re и ли-

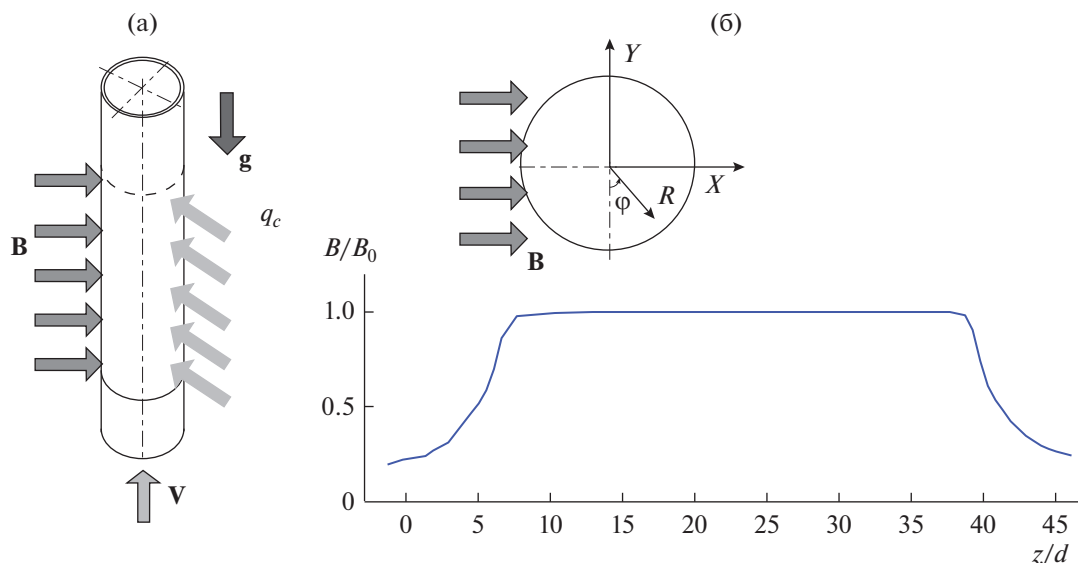


Рис. 1. Исследуемая схема течения в полях массовых сил (а) и эпюра МП (б).

нейно растет (в логарифмических координатах) при неограниченном росте Ra_b/Re , проходя через минимум, где значение Nu/Nu_t оказывается меньше единицы.

Жидкие металлы с числами Прандтля много меньше единицы выделяются в особый класс теплоносителей. Высокие температуры плавления большинства металлов создают трудности для экспериментального исследования, и число таких работ ограничено. Существуют данные по смешанной конвекции в вертикальных трубах для натрия [6, 7]. Однако натрий – сравнительно легкий металл. Ртуть принадлежит к классу тяжелых ЖМ и является очень удобной модельной жидкостью для исследования теплоотдачи, обобщения данных и переноса на реальные теплоносители (свинец и его сплавы). В ртуть применимы зондовые методики исследования, затруднительные или невозможные в реальных теплоносителях.

Для смешанной конвекции при подъемном течении в трубе ртути есть экспериментальные данные [8, 9], где закономерности теплоотдачи имеют сходный с неметаллами характер. Однако надо учитывать, что вследствие высокой теплопроводности профили температуры в потоке ЖМ очень пологие и перепады температур невысоки. По этой причине точность результатов сильно падает с уменьшением теплового потока и/или с увеличением числа Рейнольдса. Поэтому полученная в эксперименте зависимость может быть кажущаяся (ошибочной) и истинный результат искажается из-за роста систематической погрешности. Подробный обзор работ, посвященных гидродинамике и теплообмену жидких металлов в трубах и каналах без влияния магнитного поля, можно найти в [10–13].

Теплообмен в МГД-каналах и трубах применительно к ЖМ-модулям ТЯР также удобнее исследовать на ртутных стендах. Экспериментальные исследования различных конфигураций течения ЖМ в трубах и каналах с разной ориентацией магнитного поля и силы тяжести проводятся объединенной научной группой НИУ МЭИ–ОИВТ РАН на базе комплекса уникальных ртутных МГД-стендов [14, 15]. Течение жидкого металла в трубах и каналах является предметом исследования большинства работ в отношении магнитно-гидродинамических эффектов, потерь давления, изменения структуры потока и влияния этих факторов на теплообмен. Как правило, авторы либо не учитывали влияния ТГК, либо не замечали ее проявления вследствие несовершенства методики измерений, как например в [16]. Для исследования эффектов ТГК необходимы детальные зондовые измерения полей скорости и температуры потока ЖМ, которые зачастую единственно возможны на ртути. В ранних исследованиях рассматривалось, как правило, опускное течение в трубе в поперечном МП [17, 18], работы последних лет посвящены каналу прямоугольного сечения, где реализовано опускное [19], а также подъемное течение ртути [20]. Обнаружен ряд интересных и неожиданных МГД-эффектов, существенно влияющих на структуру потока и теплообмен [21].

Таким образом, цель данной работы состоит в следующем: экспериментально исследовать теплообмен при смешанной конвекции при подъемном течении жидкого металла под действием поперечного магнитного поля и численно смоделировать явление смешанной конвекции в верти-

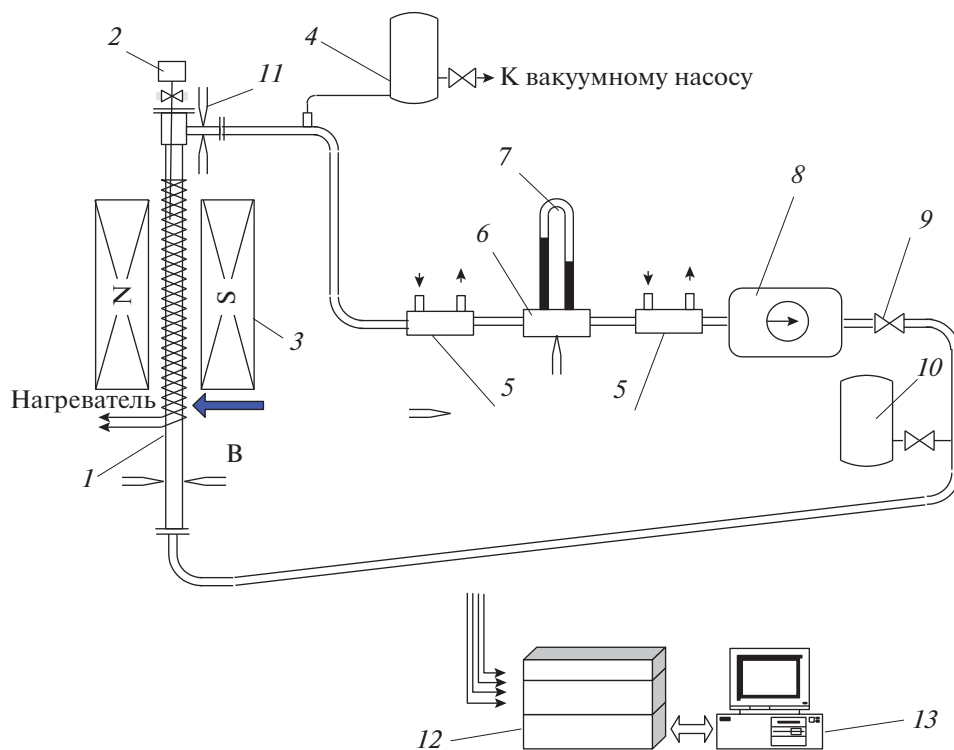


Рис. 2. Схема контура ртутного МГД-стенда: 1 – рабочий участок, 2 – зонд, 3 – электромагнит, 4 – компенсационная емкость, 5 – теплообменники-холодильники, 6 – расходомер, 7 – ртутный дифманометр, 8 – электромагнитный насос, 9 – регулировочный вентиль, 10 – емкость хранения ртути, 11 – накладные термопары, 12 – измерительная приборная стойка, 13 – компьютер (ПК).

кальном неизотермическом МГД-потоке в трубе в трехмерной постановке.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МГД-СТЕНД

Исследуемые схемы течения ЖМ показаны на рис. 1. Рассматривается подъемное течение ртути в вертикальной трубе из нержавеющей стали с внутренним диаметром $d = 19$ мм и толщиной стенки 0.5 мм. Обогреваемый рабочий участок (канала или трубы) длиной 1.4 м расположен между полюсами электромагнита. Участок однородного обогрева включает в себя участок однородного магнитного поля, как показано на рис. 1б.

Экспериментальный МГД-стенд ОИВТ РАН, на котором проводятся исследования, представляет собой замкнутый ртутный контур. Вид стенда показан на рис. 2.

Некоторые параметры экспериментальной установки: длина рабочего участка – 1.400 м (41*d*); плотность теплового потока – 0–50 кВт/м²; длина обогреваемого участка – 0.900 м (46*d*); индукция магнитного поля – 0–1.1 Тл; длина участка однородного магнитного поля – 0.6 м (31*d*).

Числа Рейнольдса, Гартмана, Грасгофа в экспериментах имели следующие значения: $Re = (1-9) \times 10^4$, $Ha = 0-550$ (1.1 Тл), Gr_q – до 1.2×10^8 .

Для проведения измерений профилей температуры по длине канала использовался изготовленный зонд “гребенка” (рис. 3).

На конце зонда установлены десять медь-константановых термопар, расположенных в диаметральной плоскости. Размер королька каждой из микротермопар ~ 0.2 мм, термопары определяют температуру с точностью $\sim 0.2^\circ\text{C}$. Две крайние термопары скользят по стенкам трубы. Центрирующие элементы из текстолита обеспечивают сохранение координат термопар с точностью 0.05 мм в поперечном сечении. Перемещение и герметичность зонда обеспечивается сальниковым уплотнением в торцевом фланце рабочего участка. Зонд можно поворачивать на любой заданный угол.

Рабочий участок расположен вертикально в зазоре между полюсами электромагнита. Рабочий участок заканчивается камерой смещения. На наружной поверхности рабочего участка смонтирован нагреватель косвенного обогрева в виде никромовой ленты размером 0.2×8 мм² в изоляции, навитой на трубу. Питание нагревателя осуществляется через автотрансформатор. Темпера-

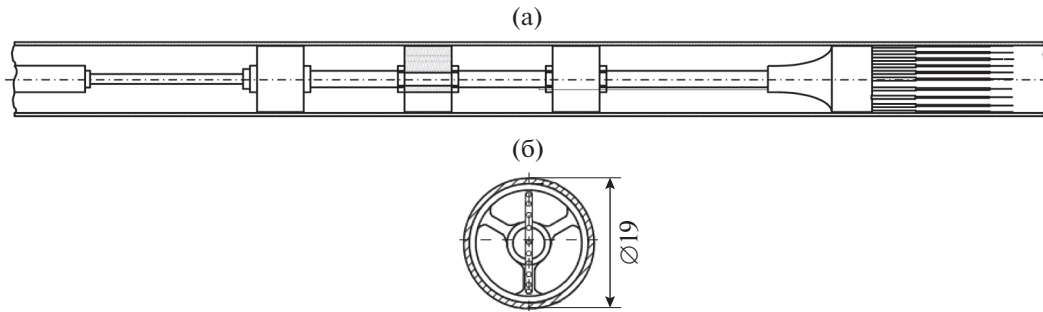


Рис. 3. Продольный зонд типа “гребенка” для канала прямоугольного сечения: (а) – вид сбоку, (б) – вид с торца трубы рабочего участка.

тура ртути до входа в зону обогрева и на выходе из рабочего участка измеряется парами накладных хромель-копелевых термопар. Для учета тепловых потерь на наружной поверхности трубы поверх каждого нагревателя в четырех сечениях установлены термомеры, откалиброванные в серии предварительных экспериментов.

Температура стенки определяется при касании стенки микротермопарой зонда, экстраполяцией показаний на стенку с учетом толщины королька. Такой способ определения температуры стенки позволяет исключить погрешность, связанную с термическим контактным сопротивлением на границе жидкость–стенка, возникающим при возможном наличии тонкого слоя окислов и загрязнений на границе ЖМ (ртути) и стенки.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОЙ ЗАДАЧИ

Стационарное МГД-течение и теплообмен несжимаемой среды можно описать системой дифференциальных уравнений с учетом допущений, принятых для задач, связанных с течением жидкого металла [22, 23].

Основные дифференциальные уравнения, описывающие гидродинамику и теплообмен для осредненных скорости, давления и температуры в безразмерном виде имеют вид:

– уравнение движения

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\nabla p^* + \frac{1}{\text{Re}} \left(\nabla \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon_T}{\nu} \right) \nabla \right) \mathbf{V} + \frac{\text{Gr}_q}{\text{Re}^2} \Theta_0 \mathbf{g}^* + \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} (\mathbf{j}^* \times \mathbf{B}^*); \quad (1)$$

– уравнение энергии

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)\Theta = -\frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\nabla \cdot \left(1 + \frac{\text{Pr} \varepsilon_T}{\text{Pr}_T \nu} \right) \nabla \right) \Theta; \quad (2)$$

$$\Delta \psi = \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}^*). \quad (3)$$

А также уравнение неразрывности – скалярное произведение

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (4)$$

В этих уравнениях выбраны следующие масштабы: для безразмерной скорости \mathbf{V} – средняя скорость V_0 , для динамического давления p^* – ρV_0^2 , для индукции \mathbf{B}^* – индукция внешнего МП B_0 , для плотности электрического тока \mathbf{j}^* – $\sigma V_0 B_0$, для напряженности электрического поля \mathbf{E}^* – $V_0 B_0$, для потенциала электрического поля ψ – $V_0 B_0 / d$. Здесь $\mathbf{g}^* = \mathbf{g}/g$ – безразмерный вектор силы тяжести; $\mathbf{j}^* = \mathbf{E}^* + \mathbf{V} \times \mathbf{B}^*$ – плотность электрического тока; $\mathbf{E}^* = -\nabla \psi$ – напряженность электрического поля; Θ_0 – безразмерная разность температур, отнесенная к температуре входа $T_0 - \Theta_0 = (T - T_0)/(q_c d / \lambda)$. Уравнения содержат следующие безразмерные числа: $\text{Re} = V_0 d / \nu$, $\text{Gr}_q = g \beta q_c d^4 / (\lambda \nu^2)$, где $q_c = q_1(q_2)$ – плотность теплового потока на стенке, q_1 и q_2 – плотности теплового потока на левом и правом полупериметре трубы; $\text{Re} = \text{Re Pr}$, $\text{Pr} = \nu / a$; $\text{Pr}_T = \varepsilon_T / \varepsilon_q$; $\text{Ha} = B_0 d (\sigma / \mu)^{0.5}$. Отношения силы плавучести, инерционных и электромагнитных сил определяются критериями $\text{Gr}_q / \text{Re}^2$ и Ha^2 / Re . В этих выражениях: ρ – плотность, p – давление, ν и μ – кинематический и динамический коэффициенты вязкости, C_p – теплоемкость, β – коэффициент объемного термического расширения, g – ускорение свободного падения, a – температуропроводность, λ – теплопроводность, T – температура жидкости, ε_T и ε_q – коэффициенты турбулентного переноса импульса и тепла.

Результаты для участка, находящегося в МП, сопоставлены с результатами для области обогрева длиной $42d$: участок в однородном МП имеет длину $32d$. До начала обогрева расположен участок гидродинамической стабилизации $15d$.

В расчетах на входе в канал профиль скорости принимался единичным $V_z = 1$. На выходе из канала обеспечивалось условие постоянства расхо-

да. Тепловой поток на стенке задавался в безразмерном виде выражением $q_c^* = (1/Pe)|\partial\Theta_0/\partial Y_c| = 1/Pe$. Турбулентное число Прандтля принималось равным $Pr_t = 1$.

В отсутствие магнитного поля коэффициенты турбулентного переноса рассчитывались по соотношениям Рейхардта [24], что соответствует течению в трубе, не осложненному влиянием сил плавучести. Модель Рейхардта не учитывает влияния сил плавучести на коэффициент турбулентной вязкости, однако в реальности термогравитационная конвекция воздействует на структуру турбулентности, а значит, и на коэффициент турбулентной вязкости. Силы плавучести учитываются в осредненных уравнениях движения в виде источниковых членов.

В МП принималось допущение $\epsilon_T = 0$. Поскольку критическое число Рейнольдса $Re_{кр}$, на в поперечном МП можно оценить по соотношению $Re_{кр, на}/Na = 900$ [25], то почти во всех рассмотренных режимах течения при $Re < Re_{кр}$, на ожидается, что турбулентность должна быть полностью подавлена и $\epsilon_T = 0$.

Система уравнений (1)–(4) решалась в пакете для численного моделирования процессов гидродинамики и тепломассообмена ANES20XE [26].

Число ячеек в сечении канала – $N_x/N_y = 90/60$. На стенку из нержавеющей стали приходится по пять ячеек. Расчетная область вдоль оси Z включает в себя участок гидродинамической стабилизации $Z_0 = 10$ (размер сетки – 60 ячеек), обогреваемый участок в зоне МП $Z_{qB} = 30$ (размер сетки – 300 ячеек) и выходной участок $Z_{add} = 5$ (10 ячеек), необходимый для корректировки давления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Прежде чем обсуждать данные, полученные в режимах под влиянием МП, рассмотрим сначала закономерности при отсутствии МП, для того чтобы обозначить влияние свободной конвекции. Данные по коэффициентам теплоотдачи в отсутствие МП, пересчитанные в числа Нуссельта, показаны на рис. 4. Они получены в результате осреднения распределения температуры стенки по периметру поперечного сечения трубы на расстоянии $z/d = 38$ от входа в зону обогрева, где теплообмен можно считать стабилизированным. Экспериментальные точки получены для разных тепловых потоков с плотностью $q_c = 15–50$ кВт/м², что соответствует числам Грасгофа $Gr_q = (0.35–1.2) \times 10^8$. Сплошной и штрихпунктирной линиями показаны зависимости для развитого турбулентного и ламинарного теплообмена $Nu_T = 7 + 0.025Pe^{0.8}$ (формула Лайона) [27] и $Nu_L = 4.36$ [22, 23] соответственно. Экспериментальные точ-

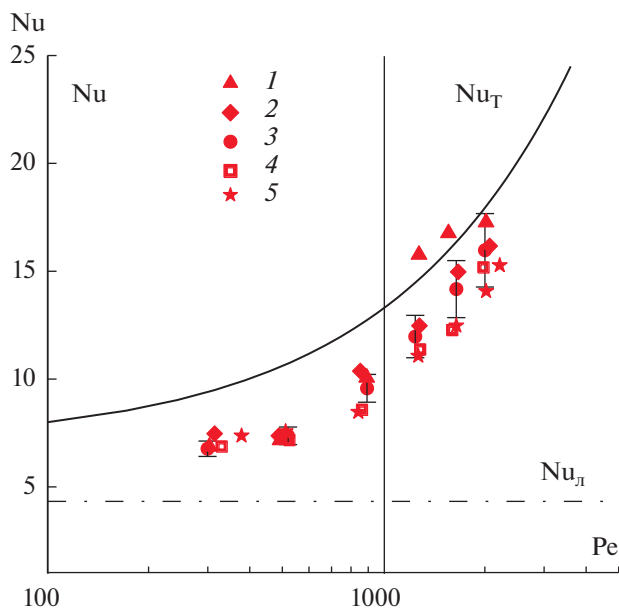


Рис. 4. Зависимость числа Нуссельта от числа Пекле в области стабилизированного теплообмена при подъемном течении в трубе, $Na = 0$: 1 – $q_c = 15$ кВт/м², 2 – 22, 3 – 30, 4 – 42, 5 – 50.

ки практически для всех режимов обогрева (за исключением $q_c = 15$ кВт/м²) ложатся ниже зависимости Лайона на подобные Nu_T кривые. Для режима обогрева с $q_c = 30$ кВт/м² ($Gr_q = 0.75 \times 10^8$) показан коридор погрешностей.

Удобно рассматривать данные в другом представлении – относительного числа Нуссельта Nu/Nu_T от числа Ричардсона (параметра Gr_q/Re^2) (рис. 5а). Экспериментальные точки ложатся ниже чисто турбулентных значений. При этом снижение числа Нуссельта может достигать 30–40%. Влияние ТК при подъемном течении приводит к снижению теплоотдачи по сравнению с чистым турбулентным теплообменом в трубе, что подтверждается также данными из экспериментальной работы [8], где исследования теплообмена при подъемном течении ртути велись в круглой трубе. Хорошее совпадение данных по трубам различного диаметра и для различных тепловых потоков позволяет говорить об универсальности изменений в выбранной системе безразмерных параметров. Ожидается, что при дальнейшем увеличении числа Ричардсона теплообмен будет интенсифицироваться за счет увеличения скорости вблизи обогреваемой стенки и зависимость относительного числа Нуссельта будет возрастать, превышая единицу в соответствии с известными для неметаллов закономерностями смешанной конвекции для подъемного течения [5]. В настоящем исследовании экспериментальные ограничения не позволяют расширить рассматриваемый

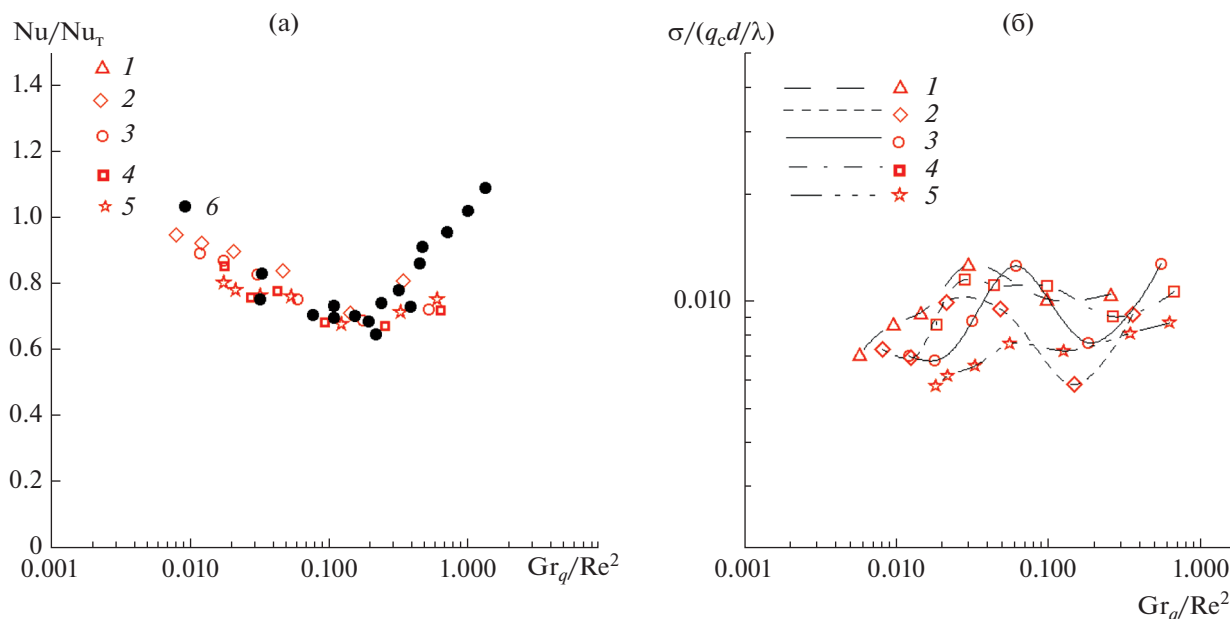


Рис. 5. Зависимость относительного числа Нуссельта Nu/Nu_T (а) и безразмерной интенсивности температурных пульсаций $\sigma/(q_c d/\lambda)$ (б) от параметра Gr_q/Re^2 , $Na = 0$: 1–5 – то же, что на рис. 4; 6 – данные [8].

диапазон параметра Gr_q/Re^2 . Расширение данного диапазона представляет интерес, но требует переоснащения экспериментального стенда и выходит за рамки обсуждаемых в статье вопросов.

Снижение теплоотдачи объясняется влиянием сил плавучести, ускоряющих поток вблизи нагретой стенки, что уменьшает уровень турбулентности. Этот факт, в общем, подтверждает график безразмерной зависимости интенсивности пульсаций температуры (рис. 5б), отнесенной к плотности теплового потока $\sigma/(q_c d/\lambda)$. И хотя зависимости от параметра Gr_q/Re^2 ведут себя немонотонно, хорошо видно, что безразмерные интенсивности пульсаций температуры сначала возрастают, а затем снижаются, проходя через минимум, который в общем соответствует минимуму зависимости, представленной на рис. 5а. Это означает, что относительная зависимость также снижается с ростом числа Ричардсона. Так как безразмерная интенсивность пульсаций температуры, отнесенная к плотности теплового потока, характеризует интенсивность пульсаций скорости, ее снижение в локальной области чисел Ричардсона означает снижение турбулентного переноса и, соответственно, уменьшение коэффициента теплоотдачи (чисел Нуссельта). Понятно, что предложенная методика численного моделирования теплообмена не позволяет адекватно воспроизвести изменения в турбулентном переносе, происходящие под действием сил плавучести. В связи с этим численное моделирование без магнитного поля проведено для ограни-

ченного количества режимов и на обсуждаемых диаграммах не приводится.

Течение электропроводной жидкости в поперечном к оси трубы магнитном поле ведет к генерации электрических токов, существенно изменяющих гидродинамику потока. Это влияние приводит к эффекту Гартмана [12]: уплощению профилей скорости вдоль индукции МП и увеличению гидравлического сопротивления. Результаты расчета поля продольной компоненты скорости на рис. 6 иллюстрируют эффект Гартмана. Кроме того, МП подавляет турбулентность и ламинаризирует поток, причем процесс подавления турбулентности проходит через различные режимы течения [28].

В неизотермическом потоке на течение, ламинаризованное магнитным полем, накладывается термогравитационная конвекция, влияние которой определяется числом Ричардсона (соотношением Gr_q/Re^2). Силы плавучести наиболее велики вблизи обогреваемых стенок канала, направлены вверх и при подъемном течении ускоряют поток в данной области. Эти факторы определяют распределение температуры и теплоотдачу при подъемном течении жидкого металла в трубе в поперечном МП. При исследовании подъемного течения в плоских каналах обнаружено, что эффекты плавучести существенно затягивают подавление турбулентности магнитным полем [20].

Характерные осциллограммы пульсаций температуры при подъемном течении в трубе представлены на рис. 7. На рисунке показаны осциллограммы пульсаций и спектры в сечении канала

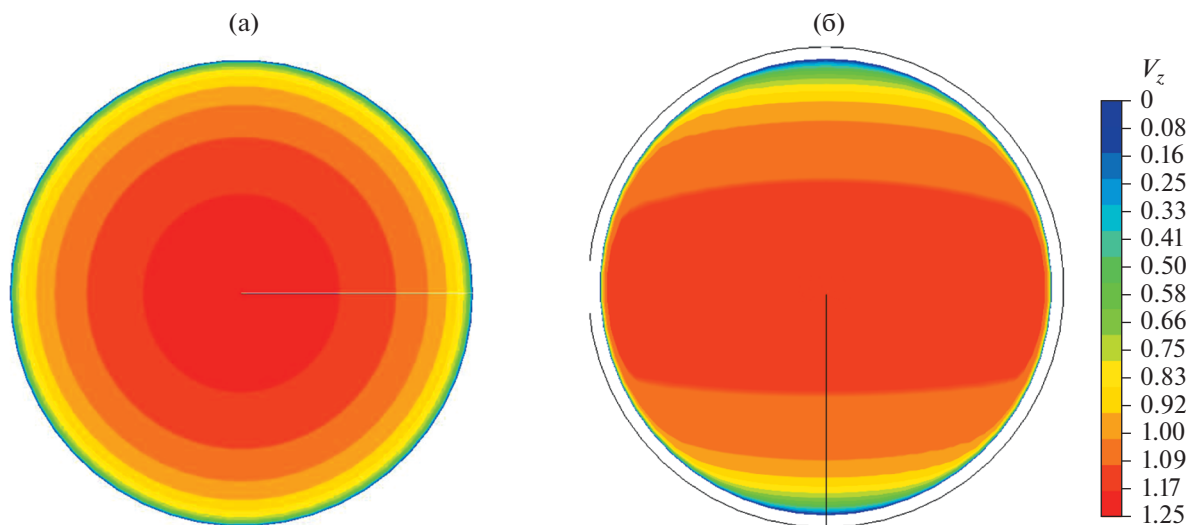


Рис. 6. Поля безразмерной продольной компоненты скорости в сечении трубы $z/d = 38$ при $Re = 35000$, $Gr_q = 0.75 \times 10^8$, $q_c = 30 \text{ кВт/м}^2$, $Ri = 0.06$: (а) – $Ha = 0$, (б) – 450.

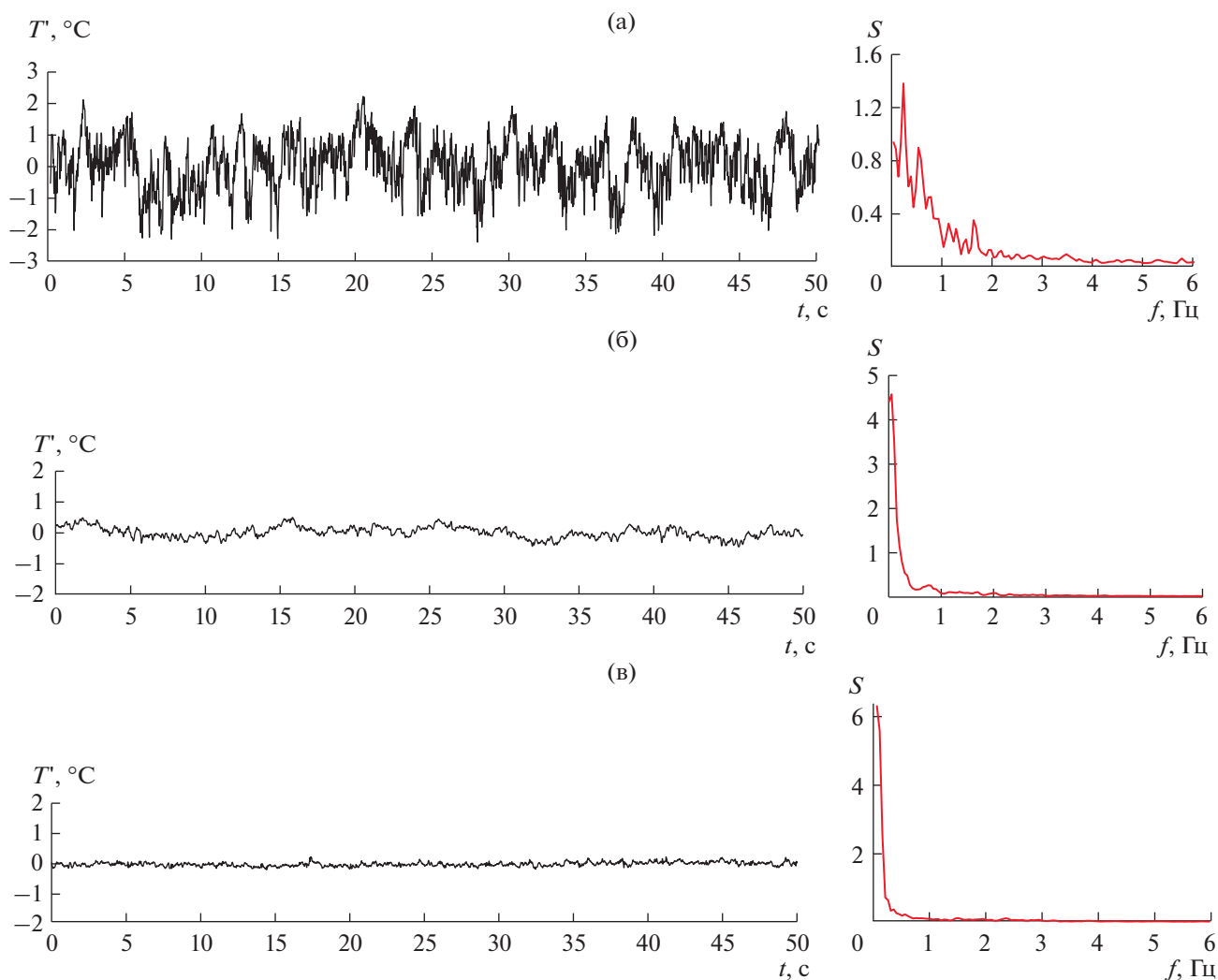


Рис. 7. Осциллограммы температурных пульсаций и спектры вблизи обогреваемой стенки ($z/d = 38$, $r/r_0 = 0.8$), $Re = 35000$, $Gr_q = 0.75 \times 10^8$ ($q_c = 30 \text{ кВт/м}^2$, $Ri = 0.06$): (а) $Ha = 0$, (б) – 150, (в) – 450.

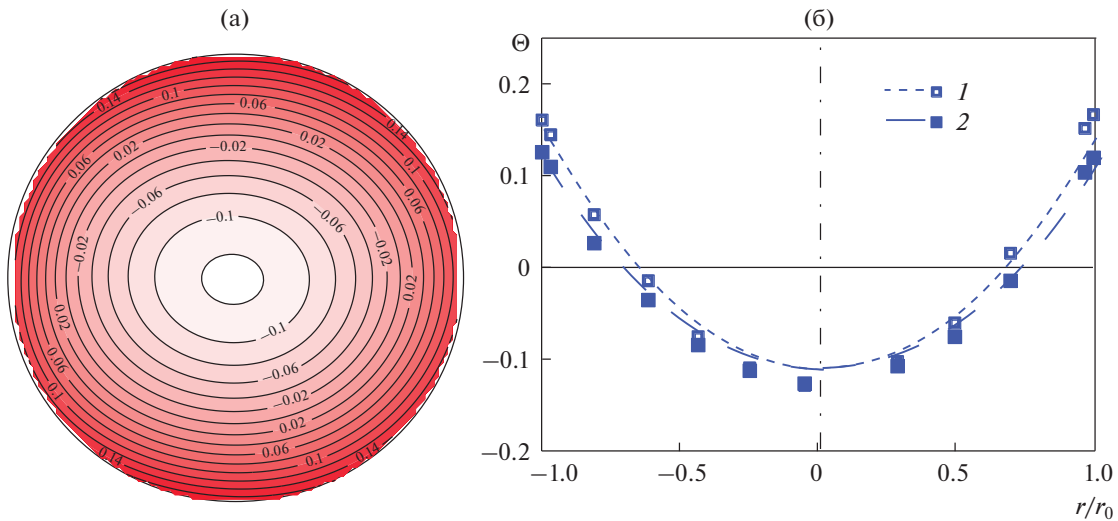


Рис. 8. Поле (а) и профили безразмерной температуры в канале (б) при $Re = 35000$, $Gr_q = 0.75 \times 10^8$ ($q_c = 30$ кВт/м², $Ri = 0.06$), $Na = 450$: 1 – по оси X , 2 – Y ; точки – эксперимент, кривые – расчет.

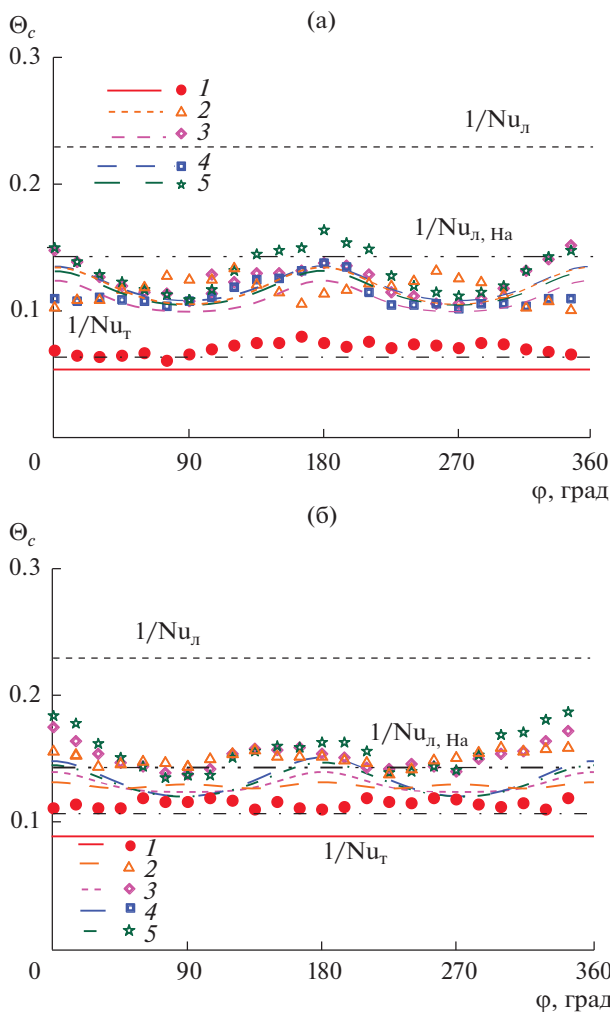


Рис. 9. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру в сечении $z/d = 38$ при $Re = 65000$ ($Ri = 0.02$) (а) и 20000 ($Ri = 0.19$) (б) и $Gr_q = 0.75 \times 10^8$ ($q_c = 30$ кВт/м²): 1 – $Na = 0$, 2 – 150, 3 – 350, 4 – 450, 5 – 550.

$z/d = 38$ вблизи образующей, соответствующей $\phi = 0$ и максимальной температуре стенки T_c . При $Na = 0$ наблюдается характерный турбулентный вид сигнала. С ростом числа Гартмана уровень пульсаций значительно снижается. Сужение спектров указывает на подавление в первую очередь высокочастотных гармоник, что естественно для МГД-течений. В условиях подавленной турбулентности и стационарного течения становится оправданным применение численного моделирования по методике, описанной выше и успешно примененной для обобщения экспериментальных данных, полученных в других конфигурациях [29].

Эффект Гартмана нарушает осевую симметрию полей осредненной температуры. На рис. 8 показаны данные первичных измерений: изотермы в сечении трубы и профили безразмерной температуры $\Theta = (T - T_{ж})/(q_c d/\lambda)$. Профили по осям $X = x/d$ и $Y = y/d$ различаются (рис. 8б). Расчетные кривые, полученные в результате численного моделирования, с учетом погрешности эксперимента совпадают с экспериментальными точками. Как следствие этих изменений, деформируются и распределения температуры стенки по периметру трубы: однородное без МП распределение становится неоднородным в МП с появлением двух локальных максимумов и минимумов.

На рис. 9 показаны распределения температуры стенки T_c в безразмерной форме $\Theta_c = (T_c - T_{ж})/(q_c d/\lambda)$ для двух значений Re . Для сравнения на графиках также показаны значения $1/Nu_T$ для развитого турбулентного течения, рассчитанные по формуле Лайона, и $1/Nu_{л, Na}$ для ламинарного течения.

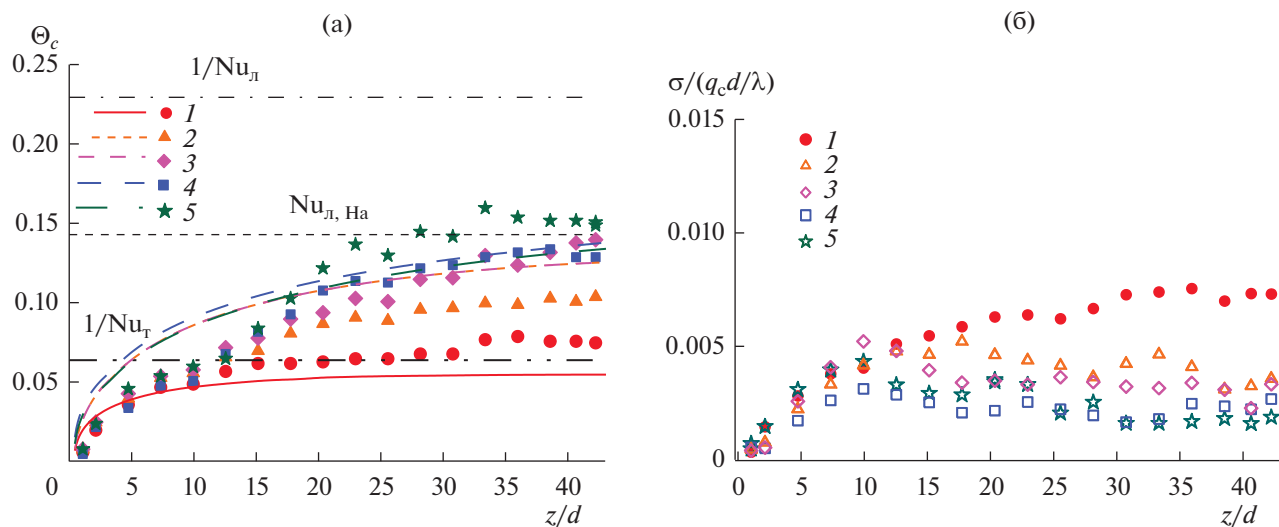


Рис. 10. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по длине канала (а) и интенсивности температурных пульсаций $\sigma/(q_c d/\lambda)$ вблизи обогреваемой стенки ($r/r_0 = 0.8$) (б) в плоскости, поперечной МП ($\varphi = 0$): обозначения те же, что на рис. 9.

В отсутствие магнитного поля в обоих приведенных примерах наблюдаются схожие закономерности: экспериментальные точки ложатся выше зависимости Лайона, а численное моделирование дает результаты ниже, поскольку силы плавучести в реальности (как описано выше) снижают интенсивность турбулентного переноса и, как следствие, коэффициенты теплообмена. Выбранная методика численного моделирования не способна отразить изменения в турбулентном переносе, но отражает изменения в осредненном профиле скорости, которые увеличивают коэффициенты теплоотдачи.

В режиме течения с относительно малым числом Гартмана ($Ha = 150$) сохраняется достаточно высокий уровень турбулентности и результат численного моделирования ожидаемо не соответствует экспериментальным данным: в потоке остается высокий уровень турбулентности, сглаживающий температурные неоднородности. Интересно, что в эксперименте при относительно высоком числе Рейнольдса ($Re = 65000$, рис. 9а) не до конца подавленная турбулентность не позволяет проявиться эффекту Гартмана на профилях температуры и качественно зависимость имеет противоположное распределение минимумов и максимумов по сравнению с режимами в более сильном МП.

Экспериментальные точки адекватно воспроизводятся расчетными кривыми при значениях числа Гартмана $Ha > 350$. Отклонение экспериментальных точек от кривых может быть связано с нарушением симметрии в распределении сил плавучести: они могут ускорять поток в большей или меньшей степени вдоль одной из образую-

щих, где стенка более нагрета. Таким образом, в большей или меньшей степени они улучшают теплоотдачу и снижают температуру в итоге.

На рис. 10 представлены распределения безразмерной температуры стенки Θ_c и относительной интенсивности температурных пульсаций, измеренные по длине канала по образующей, которая лежит в диаметральной плоскости, перпендикулярной магнитному полю ($\varphi = 0$). Распределение температуры для обогреваемой стороны стенки монотонно возрастает по длине и выходит на стабилизированное значение, несколько превышающее значения $1/Nu_T$ в отсутствие МП, и на значение $1/Nu_{l, Ha} = 1/7$ [30], соответствующее полностью ламинаризованному поперечным магнитным полем течению. Распределения интенсивности температурных пульсаций, измеренные по длине, показывают значительное снижение турбулентности в МП. Представленный режим демонстрирует достижение стабилизации к выходу из экспериментальной секции, что позволяет сопоставлять расчетные и экспериментальные данные.

При больших числах Рейнольдса стабилизация не достигается и сопоставление с расчетом не актуально, поскольку используемая численная модель не предполагает аккуратного учета входных эффектов и показывает существенные отличия от эксперимента.

Результаты по экспериментальному исследованию коэффициентов теплоотдачи (осредненные по периметру числа Нуссельта) на участке стабилизированного теплообмена удобно обобщить в виде распределения от числа Рейнольдса

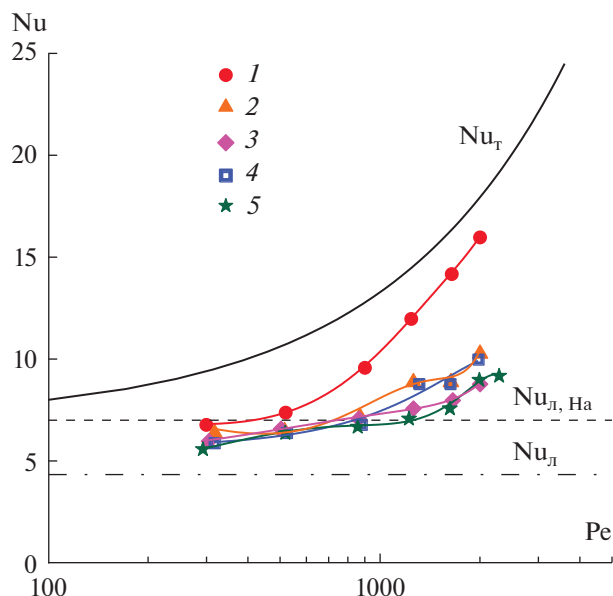


Рис. 11. Зависимость числа Нуссельта от числа Re в поперечном МП в сечении, удаленном от входа в зону обогрева $z/d = 38$: 1 — $Ha = 0$, 2 — 120, 3 — 300, 4 — 500, 5 — 800.

(Пекле) (рис. 11). Без МП числа Nu располагаются ниже зависимости Лайона Nu_T вследствие изменений, происходящих под действием сил плавучести. В МП снижаются до ламинарных значений $Nu_{л, Ha} = 7$, соответствующих теплоотдаче в поперечном МП с учетом эффекта Гартмана. Превышение значений $Nu_{л, Ha}$ с ростом числа Рейнольдса (Пекле) объясняется частичной ламинаризацией: в потоке турбулентные пульсации еще не были подавлены МП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально и численно исследованы температурные поля и локальная теплоотдача при подъемном течении ртути в трубе в поперечном магнитном поле. Эксперименты проводились при помощи зондовых измерений непосредственно в потоке жидкого металла, расчеты выполнены в программном пакете ANES решением осредненных уравнений Рейнольдса с учетом влияния массовых сил и полного подавления турбулентности магнитным полем. Экспериментальные данные получены в диапазоне режимных параметров по числам Рейнольдса $Re = (1-9) \times 10^4$, Грасгофа $Gr_q = (0.35-1.2) \times 10^8$ и Гартмана $Ha = 0-550$ (безразмерные критерии рассчитываются по диаметру трубы). Результаты расчетов и экспериментов сопоставлены между собой, а также с известными закономерностями и экспериментальными работами.

1. В отсутствие магнитного поля наличие термогравитационной конвекции приводит к снижению теплоотдачи по сравнению с чисто турбулентным течением. Силы плавучести, ускоряя поток вблизи стенки, уменьшают уровень турбулентных пульсаций и уровень турбулентного переноса тепла. При этом максимальное обнаруженное в экспериментах снижение относительной средней теплоотдачи достигало 30–40%.

2. В поперечном магнитном поле вследствие эффекта Гартмана распределение температуры стенки становится неоднородным с появлением двух локальных максимумов и минимумов. Осредненные по периметру числа Нуссельта в области стабилизированного теплообмена оказываются на уровне ламинарного значения $Nu_{л, Ha} = 7$, соответствующего теплоотдаче в поперечном магнитном поле с учетом эффекта Гартмана. При этом в исследованной области режимных параметров влияние смешанной конвекции в однородно обогреваемых трубах не оказывает существенного влияния на теплообмен в магнитном поле и не приводит к образованию пульсирующих, возвратных или отрывных течений.

3. В условиях полного подавления турбулентности численное моделирование качественно воспроизводит наблюдаемые в экспериментах закономерности распределения безразмерной локальной температуры в сечении трубы. Тем не менее в исследованном диапазоне обнаруживаются существенные качественные различия между расчетом и экспериментом. Численная модель оказывается применима при относительно малых числах Рейнольдса ($Re < 6 \times 10^4$) и высоких числах Гартмана ($Ha > 200$), т.е. $Re/Ha < 300$, что обусловлено не только необходимостью полного подавления турбулентности, но и затягиванием стабилизации теплообмена к выходу из экспериментальной секции при высоких числах Рейнольдса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-19-01745).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang H., Tang Ch. Preliminary Analysis of Liquid LiPb MHD Flow and Pressure Drop in DWT Blanket of FDS-I // Fusion Eng. Des. 2012. V. 87. P. 1501.
2. Wong C.P.C., Salavy J.-F., Kim Y., Kirillov I., Rajendra Kumar E., Morley N.B., Tanaka S., Wu Y.C. Overview of Liquid Metal TBM Concepts and Programs // Fusion Eng. Des. 2008. V. 83. P. 850.
3. Кутеев Б.В., Хриунув В.И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор // ВАЯТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 1. С. 3.
4. Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Экспериментальное исследование теплообмена при вязкостно-гравитационном течении жидкости в горизонтальной трубе // ТВТ. 1967. Т. 5. № 1. С. 87.

5. Петухов Б.С., Стругин Б.К. Экспериментальное исследование теплообмена при вязкостно-инерционно-гравитационном течении жидкости в вертикальных трубах // ТВТ. 1968. Т. 6. № 5. С. 933.
6. Jackson D., Cotton M.A., Axcell B.P. Studies of Mixed Convection in Vertical Tubes // Int. J. Heat Fluid Flow. 1989. V. 10. P. 2.
7. Jackson J. Turbulent Mixed Convection Heat Transfer to Liquid Sodium // Int. J. Heat Fluid Flow. 1983. V. 4. P. 107.
8. Buhr H.O., Horsten E.A., Carr A.D. The Distortion of Turbulent Velocity and Temperature Profiles on Heating, for Mercury in a Vertical Pipe // J. Heat Transfer. 1974. V. 96. P. 152.
9. Flaherty T.W., Eyrer L.L., Sesonske A. Non-isothermal Mercury Pipe Flow Turbulent Characteristics // Symposia on Turbulence in Liquids. 1975. <https://scholarsmine.mst.edu/sotil/5>
10. Рачков В.И., Сорокин А.П., Жуков А.В. Теплогидравлические исследования жидкометаллических теплоносителей в ядерных энергетических установках // ТВТ. 2018. Т. 56. № 1. С. 121.
11. Pacio J., Marocco L., Wetzel T. Review of Data and Correlations for Turbulent Forced Convective Heat Transfer of Liquid Metals in Pipes // J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 51. № 2. P. 153.
12. Hartmann J. Theory of the Laminar Flow of an Electrically Conductive Liquid in a Homogeneous Magnetic Field // Mat. Fys. Medd. Kgl. 1937. V. 15. P. 1.
13. Roelofs F. Thermal Hydraulics Aspects of Liquid Metal Cooled Nuclear Reactors. Woodhead Publ., 2018.
14. Генин Л.Г., Листратов Я.И., Свиридов В.Г., Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П., Разуванов Н.Г. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена жидких металлов в магнитных полях // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2003. № 4. С. 35.
15. Беляев И.А., Свиридов В.Г., Батенин В.М., Бирюков Д.А., Никитина И.С., Манчха С.П., Пятницкая Н.Ю., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В. Экспериментальный стенд для исследований теплообмена перспективных теплоносителей ядерной энергетики // Теплоэнергетика. 2017. № 11. С. 66.
16. Готовский М.А., Фирсова Э.В. Теплоотдача к жидкому металлу в трубе при наложении поперечного магнитного поля // Жидкие металлы в термоядерной энергетике. Тр. ЦКТИ. Вып. 264. Л., 1990. С. 35.
17. Лебедев М.Е., Фокин Б.С., Фирсова Э.В., Свиридов В.Г. Исследование теплообмена при течении жидкого металла в трубе в поперечном магнитном поле // Матер. тез. докл. VI Всерос. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. СПб.: ЦНИИ атоминформ, 1977. С. 193.
18. Мельников И.А., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г., Свиридов Е.В., Шестаков А.А. Исследование теплообмена жидкого металла при течении в вертикальной трубе с неоднородным обогревом в поперечном магнитном поле // Теплоэнергетика. 2013. № 5. С. 52.
19. Поддубный И.И., Разуванов Н.Г. Исследование гидродинамики и теплообмена при опускном течении жидкого металла в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле // Теплоэнергетика. 2016. № 2. С. 13.
20. Костычев П.В., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г. Исследование гидродинамики и теплообмена при подъемном течении жидкого металла в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле // Теплоэнергетика. 2018. № 9. С. 33.
21. Belyaev I.A., Genin L.G., Listratov Ya.I., Melnikov I.A., Sviridov V.G., Sviridov E.V. Liquid Metal Heat Transfer Specific in a Tokamak Reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. V. 49. P. 177.
22. Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. М.: Изд-во МЭИ, 2001.
23. Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М.: Наука, 1970.
24. Reichardt H. Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen // ZAMM—J. Appl. Math. Mech. 1951. V. 31. № 7. P. 208.
25. Брановер Г.Г., Лиелаусис О.А. О влиянии магнитного поля на процессы турбулентного переноса в потоке ртути // Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы. Рига: Зинатне, 1962. С. 591.
26. Артемов В.И., Янчков Г.Г., Карпов В.Е., Макаров М.В. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // Теплоэнергетика. 2000. № 7. С. 52.
27. Lyon R.N. Liquid Metal Heat Transfer Coefficients // Chem. Eng. Progress. 1951. V. 47. № 2. P. 87.
28. Zikanov O., Krasnov D., Boeck T., Thess A., Rossi M. Laminar-turbulent Transition in Magnetohydrodynamic Duct, Pipe, and Channel Flows // Appl. Mech. Rev. 2014. V. 66. № 3. P. 030802.
29. Belyaev I.A., Listratov Y.I., Melnikov I.A., Razuvanov N.G., Sviridov V.G., Sviridov E.V. Engineering Approach to Numerical Simulation of MHD Heat Transfer // Magnetohydrodynamics. 2016. V. 52. № 3. P. 379.
30. Ihara S., Tajima K., Matsushima A. The Flow of Conducting Fluids in Circular Pipes with Finite Conductivity under Uniform Transverse Magnetic Fields // J. Appl. Mech. 1967. V. 34. № 1. P. 29.