

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

ТЕПЛООБМЕН В КОМБИНИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ “ТРУБА В КАНАЛЕ”
ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА
В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ¹

© 2023 г. Н. А. Лучинкин^{a, b, *}, Н. Г. Разуванов^{a, b}, О. Н. Полянская^{a, b}

^aНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

^bОбъединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Ижорская ул., д. 13, Москва, 125412 Россия

*e-mail: LuchinkinNA@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 27.04.2023 г.

Проведены исследования теплообмена при вынужденном подъемном течении ртути в трубе, вставленной в обогреваемый канал квадратного сечения, в поперечном магнитном поле. Внешний канал заполнен ртутью и подключен к петле естественной циркуляции. Моделируется теплообмен жидкого металла в ячейке системы охлаждения канального жидкометаллического blankets термоядерного реактора типа токамак. Опытные данные по температурным полям и характеристикам теплоотдачи во внутренней трубе и межканальном пространстве получены с использованием микротермопарных зондов на ртутном магнитогидродинамическом стенде. Рассматриваются различные режимы работы контура естественной циркуляции: I – контур отключен, конвективное течение возможно только внутри пространства между трубой и каналом; II – контур открыт в адиабатическом режиме; III – контур открыт, включено водяное охлаждение. Данные измерений во внутренней трубе показывают, что теплоотдача в системе “труба в канале” улучшается по сравнению с теплоотдачей в отдельной трубе как в отсутствие магнитного поля, так и при его наличии. В межканальном зазоре в условиях эксперимента возникает естественная конвекция в результате действия сил плавучести и электромагнитных сил. Конфигурация течения и его структура в зазоре существенно меняются в поперечном магнитном поле, а интенсивность теплообмена зависит от режима работы петли естественной циркуляции. Вследствие конвекции температурные неоднородности в зазоре снижаются, а теплоотдача в исследуемой системе “труба в канале” усиливается в большей степени при включенной петле естественной циркуляции и особенно при ее дополнительном охлаждении. В межтрубном пространстве наблюдаются низкочастотные высокоамплитудные пульсации, вызванные неустойчивостью свободно-конвективного и магнитогидродинамического течений.

Ключевые слова: жидкие металлы, магнитная гидродинамика, термогравитационная конвекция, теплообмен, зондовые измерения, пульсации температуры, система “труба в канале”, смешанная конвекция

DOI: 10.56304/S004036362310003X

Разрабатываемые ядерные реакторы на быстрых нейтронах, реакторы чистого синтеза и гибридные системы “синтез – деление” способны решить проблему замыкания топливного цикла, переработки отработанного ядерного топлива и использования урана ²³⁸U в качестве топлива, однако для них требуется эффективный теплоноситель, не замедляющий нейтроны. Наиболее перспективными теплоносителями являются тяжелые жидкие металлы, такие как свинец и его сплавы. Нехватка опытных данных в открытых источниках о свойствах и закономерностях теп-

лообмена, а также об особенностях влияния магнитного поля и сил плавучести на неизотермический поток жидкого металла существенно усложняет моделирование контуров охлаждения новых реакторов, таких как БРЕСТ ОД-300, и blankets термоядерного и гибридного реакторов.

Теплообмен при течении жидкого металла в кольцевых каналах еще мало изучен. В работах [1–5] приводятся критериальные зависимости для коэффициентов теплоотдачи в межтрубном зазоре кольцевого канала для различных вариантов обогрева внутренней и внешней труб с обогревом и без него. Приведенные зависимости, полученные как на основе теоретического расче-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-00878).

та, так и путем обобщения экспериментальных данных, мало отличаются от зависимостей для круглых труб. Большинство предложенных формул имеют вид

$$\text{Nu} = A + B\text{Pe}^n; \quad (1)$$

$$\text{Nu} = A + B\text{Pe}^n K, \quad (2)$$

где $\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}$ – число Нуссельта; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); d – внутренний диаметр трубы, м; λ – теплопроводность, Вт/(м · К); A, B, K, n – константы, полученные на основе обобщения экспериментальных данных;

$\text{Pe} = \text{Re Pr} = \frac{V_0 d}{a}$ – число Пекле; V_0 – средняя скорость потока, м/с; a – температуропровод-

ность, м²/с; $\text{Re} = \frac{V_0 d}{\nu}$ – число Рейнольдса; ν – кинематический коэффициент вязкости, м²/с;

$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля.

Работы [6, 7] посвящены теплообмену свинцового и свинец-висмутового теплоносителей при продольном обтекании круглой трубы. Исследования интересны тем, что течение происходит и во внутренней трубе, и в кольцевом зазоре, а измерения проводились только в последнем с помощью погружных термопарных зондов. Авторами [6, 7] получены характеристики теплообмена, поля температур и обобщающие зависимости $\text{Nu} = f(\text{Pe})$, подтверждена эффективность теплоотвода от свинца воздушно-водяным потоком в теплообменнике низкого давления [6], выведены расчетные формулы вида $\text{Nu} = f(\text{Pe})$ при различном содержании примеси кислорода, которая изменялась в экспериментах от термодинамической активности кислорода 10^{-5} – 10^0 до насыщения и выше.

Работы по исследованию теплообмена при течении жидкого металла в кольцевых зазорах в магнитном поле нередко встречаются в литературе. Например, свободная конвекция жидкого металла в кольцевых каналах в магнитном поле рассматривалась в [8–14]. Показано, что магнитное поле ухудшает теплообмен и снижает скорость течения, а степень его влияния зависит от направления течения, размера кольцевого зазора и высоты канала.

Вынужденные магнитогидродинамические (МГД) течения в кольцевых каналах представлены в [15–19]. Первые исследования МГД-течений в кольцевом зазоре проведены в [15, 16] для непроводящих и проводящих стенок соответственно. Концепция самоохлаждаемого жидкометаллического blankets для международного термоядерного реактора ИТЕР предложена в [17]. В [18] описаны вынужденное и свободно-конвек-

тивное МГД-течения в зазоре, состоящем из внешнего квадратного канала и внутренней цилиндрической трубы, электрически изолированных один от другого. Работа [19] посвящена МГД-явлениям в сборке, состоящей из трех коаксиальных прямоугольных каналов, также электрически изолированных один от другого.

Однако в перечисленных исследованиях рассматривались лишь отдельные части кольцевых каналов (только внутренняя труба или кольцевой зазор) и отдельные режимы течения (естественная или вынужденная конвекция). Цель настоящей работы – изучение теплообмена жидкого металла в комбинированной системе “труба в канале”, в которой труба вставлена в канал квадратного сечения, а межканальный зазор заполнен жидким металлом. При этом во внутренней трубе реализуется вынужденное течение теплоносителя (жидкого металла), а внешний канал подключен к петле естественной циркуляции. Течение подъемное, в вертикально расположенном обогреваемом канале в поперечном магнитном поле. Хотя такая компоновка и применяется в некоторых проектах трубных теплообменников с жидким металлом в качестве теплоносителя, обзор работ показывает, что экспериментальные исследования подобных систем практически не проводились.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Схема течения теплоносителя и обогрева контура показана на рис. 1, а. Рабочий участок – канал квадратного сечения шириной 34 мм с толщиной стенки 1.5 мм, изготовленный из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т. В канале аксиально расположена труба внутренним диаметром 18 мм и толщиной стенки 1 мм, в которой осуществляется вынужденное подъемное течение ртути. Пространство между стенками канала и трубы также заполнено ртутью.

Схема контура показана на рис. 2. Внешние стенки квадратного канала обогреваются нагревателями косвенного обогрева, а сам квадратный канал подключен к петле естественной циркуляции, которая состоит из водоохлаждаемого теплообменника типа “труба в трубе” и регулировочного вентиля. Рабочий участок смонтирован вертикально в контуре стенда РК-2, входящего в состав ртутного МГД-комплекса “МЭИ – ОИВТ РАН”.

Во внутренней трубе рабочего участка можно выделить три области: необогреваемый участок гидродинамической стабилизации протяженностью 400 мм, участок однородного обогрева длиной 800 мм и выходной участок длиной 200 мм. Рабочий участок расположен вертикально между полюсами электромагнита, создающего однородное поперечное магнитное поле длиной 600 мм

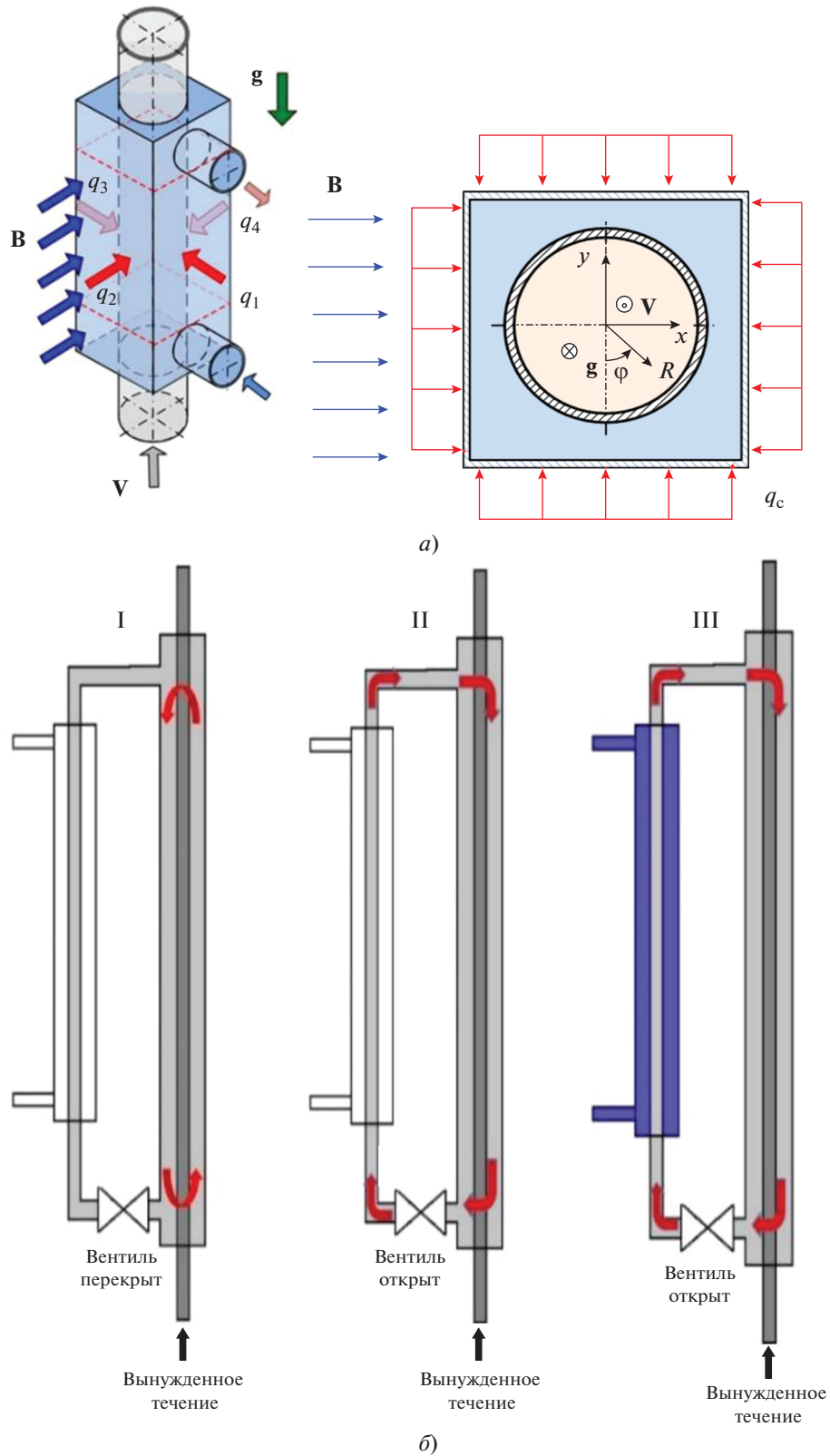


Рис. 1. Схема (слева – трехмерная, справа – двумерная) исследуемого участка (а) и режимы работы контура естественной циркуляции (б).

Режим: I – охлаждение выключено, циркуляция только внутри полости (в межтрубном пространстве); II – охлаждение выключено, циркуляция во всей петле, но без дополнительного охлаждения; III – охлаждение включено

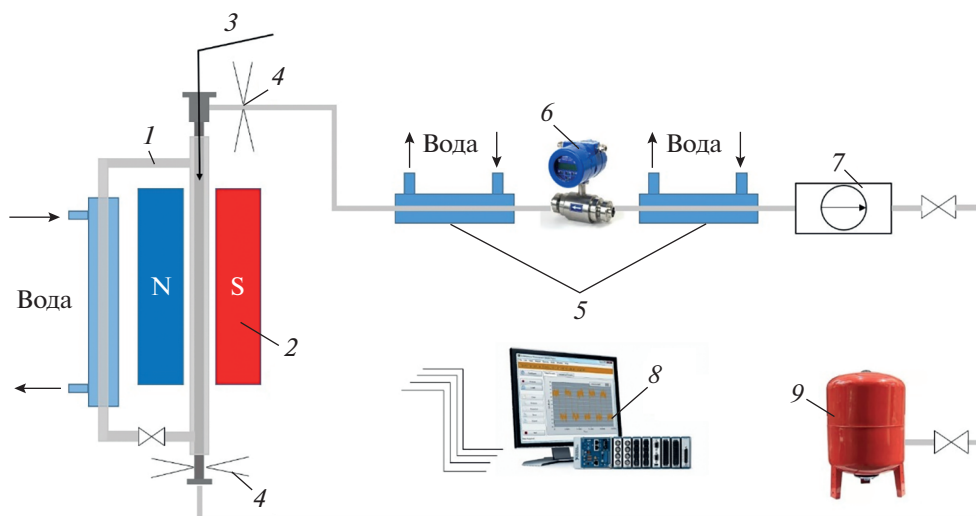


Рис. 2. Схема МГД-стенда.

1 – экспериментальный рабочий участок; 2 – электромагнит; 3 – зонд-гребенка; 4 – термопары, измеряющие температуру теплоносителя на входе в трубу и выходе из нее; 5 – теплообменники типа “труба в трубе”; 6 – электромагнитный расходомер; 7 – электромагнитный насос; 8 – измерительная система; 9 – сливной бак с ртутью

начиная с 5-го калибра от начала обогрева. Сверху с торца рабочего участка вставляется зонд. Для измерения входных и выходных температур теплоносителя на участке имеются накладные термопары. В основной контур стенда включены водоохлаждаемые теплообменники типа “труба в трубе” и электромагнитный расходомер. Циркуляция вынужденного течения осуществляется электромагнитным насосом. Жидкометаллический стенд полностью автоматизирован. Приборно-программный комплекс позволяет устанавливать режимные параметры эксперимента и проводить сбор необходимых данных удаленно. Сбор данных с термопар стенда проводится 16-канальным измерителем NI-9213, получающим сигналы со всех термопар зонда одновременно с частотой 100 Гц.

На рис. 1, б показаны режимы работы петли (контура), при которых проводились исследования:

I – контур циркуляции перекрыт, циркуляция происходит только в межтрубном пространстве;

II – контур циркуляции открыт, водяное охлаждение выключено, циркуляция осуществляется в петле из-за сил плавучести (адиабатический режим);

III – контур циркуляции открыт, водяное охлаждение включено и интенсифицирует циркуляцию в контуре.

Эксперименты были поставлены в сетке режимных параметров, определяемых расходом ртути в контуре стенда, обогревом наружных стенок канала и индукцией магнитного поля в зазоре электромагнита. Для обобщения условий, при которых проводились измерения, использовались

безразмерные параметры потока ртути в трубе:

числа Рейнольдса $Re = \frac{V_0 d}{\nu}$, Гартмана $Ha = B_0 d \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}}$

и Грасгофа $Gr_q = \frac{g \beta q_c d^4}{\nu^2 \lambda}$, где μ – динамический

коэффициент вязкости ртути, Па · с; B_0 – магнитная индукция внешнего поля, Тл; σ – электрическая проводимость ртути, См; g – ускорение свободного падения, м/с²; β – коэффициент объемного теплового расширения, К⁻¹; q_c – плотность теплового потока на стенке, Вт/м². Безразмерные числа варьировались в следующих диапазонах: $Re = 10\,000\text{--}85\,000$, $Ha = 0\text{--}470$ ($B_0 = 1.0$ Тл), $Gr_q = 0.8\text{--}10^8$.

Для проведения подробных измерений полей температур по длине внутренней трубы комбинированной ячейки использовался изготовленный авторами настоящей статьи термопарный зонд типа “гребенка” (зонд I, рис. 3, а), состоящий из девяти медно-константановых термопар со спаем диаметром 0.2 мм, расположенных по диаметру трубы. Зонд можно перемещать по длине зоны обогрева и поворачивать по углу трубы в заданном сечении, получая трехмерные поля осредненной и пульсационной температур по всей длине зоны обогрева с погрешностью 0.15°С.

Для измерения распределений температур в межтрубном пространстве был изготовлен продольный зонд, состоящий из восьми медно-константановых термопар, установленных на стенке трубы и канала в четверти поперечного сечения межтрубного зазора (зонд II, рис. 3, б). Из восьми термопар зонда три расположены на внутренней

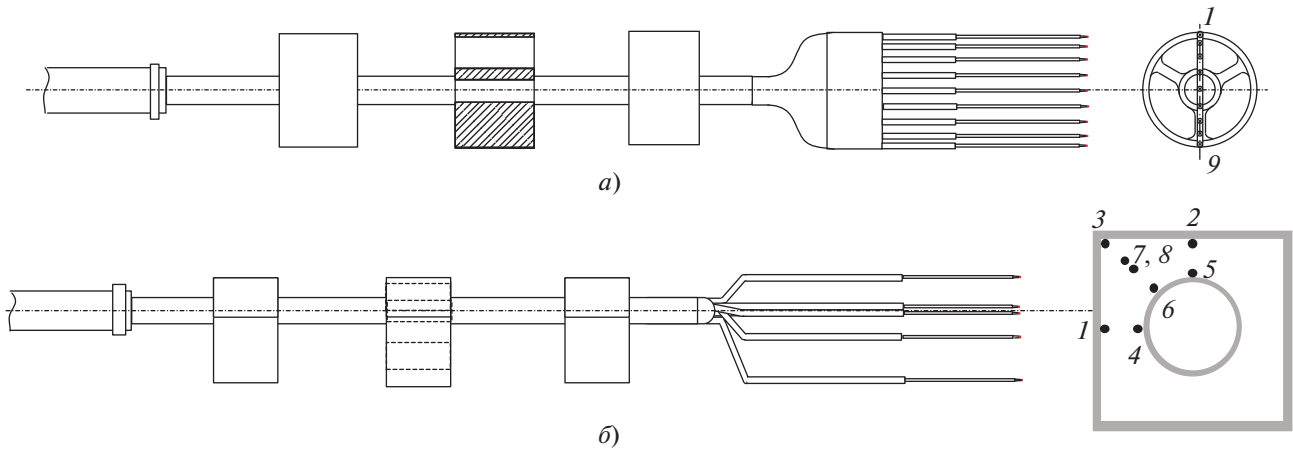


Рис. 3. Продольный зонд типа “гребенка” для проведения измерений в круглой трубе (зонд I) (а) и межтрубном пространстве (зонд II) (б).

Расположение термопар: 1, 2 – на внутренней поверхности квадратного канала; 3 – в углу; 4–6 – на внешней поверхности трубы; 7, 8 – в потоке в точке с координатами $R = r/r_0 = 1.67$ и $\varphi = 45^\circ$ (корреляционная пара – для измерения локальной скорости)

поверхности квадратного канала, одна из них – в углу, еще три – на внешней поверхности трубы. Оставшиеся две термопары размещены непосредственно в потоке в точке с координатами $R = r/r_0 = 1.67$ (r – “текущий” радиус, м; $r_0 = 0.5d$ – радиус трубы, м), $\varphi = 45^\circ$ и представляют собой корреляционную пару для измерения локальной скорости [19]. В межтрубном пространстве (как и в круглой трубе) зонд фиксируется с помощью фторопластовых центрирующих вставок, а вводится через сальниковое уплотнение в верхнем фланце рабочего участка.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Были проведены две серии экспериментов по исследованию температурных полей и характеристик теплоотдачи продольными зондами поочередно в круглой трубе и в межканальном пространстве. Порядок измерений был выстроен следующим образом. Сначала устанавливался режим течения с заданными расходом и обогревом, с плотностью теплового потока 30 кВт/м^2 в пересчете на круглую трубу. Затем включался электромагнит и выставлялось значение магнитной индукции внешнего поля. Режим считался установившимся после стабилизации температуры теплоносителя на входе в рабочий участок и на выходе из него [контроль производили по показаниям накладных хромель-алюмелевых термопар (см. рис. 2)]. После этого проводились зондовые измерения температуры по длине в отдельных сечениях в круглой трубе или по длине в тех же сечениях в межканальном зазоре. Эксперименты повторялись для трех различных режимов (I, II и III) работы петли естественной циркуляции.

В первой серии измерений в круглой трубе с использованием зонда I (см. рис. 3, а) снимали подробные показания о поле температур в сечении потока, удаленном от входа в зону обогрева на расстояние $z/d = 36$, что соответствует области однородного магнитного поля, при угле поворота зонда φ на 360° с шагом 15° . При фиксированных $\varphi = 0$ и 90° были определены профили температуры по длине обогреваемой трубы с шагом около $2.6d$. Во второй серии зонд II (см. рис. 3, б) перемещался по длине в межканальном зазоре с шагом $2.6d$. Показания температур с зонда были сняты в тех же сечениях внутри трубы, что и в первой серии измерений. Для каждой точки измерения каждой из термопар двух зондов получены осциллограммы длительностью 60 с и частотой 100 Гц, что позволило определить среднюю температуру (математическое ожидание), интенсивность температурных пульсаций (корень квадратный дисперсии), корреляционные функции и спектры.

При вторичной обработке полученных данных были построены двумерные поля осредненной размерной t и безразмерной $\Theta = \frac{t - t_{\text{ж}}}{q_c d / \lambda}$ температур

($t_{\text{ж}}$ – среднемассовая температура жидкости в сечении, $^\circ\text{C}$) и интенсивности размерной σ и безразмерной σ^* температурных пульсаций, определенных как корень квадратный дисперсии σ^2 или σ^{*2} (среднеквадратическое отклонение значения температуры от среднего). Характерные примеры этих данных показаны на рис. 4 для режима I с числом Рейнольдса $Re = 35\,000$ в отсутствие поперечного магнитного поля ($Ha = 0$) и при его наличии ($Ha = 450$).

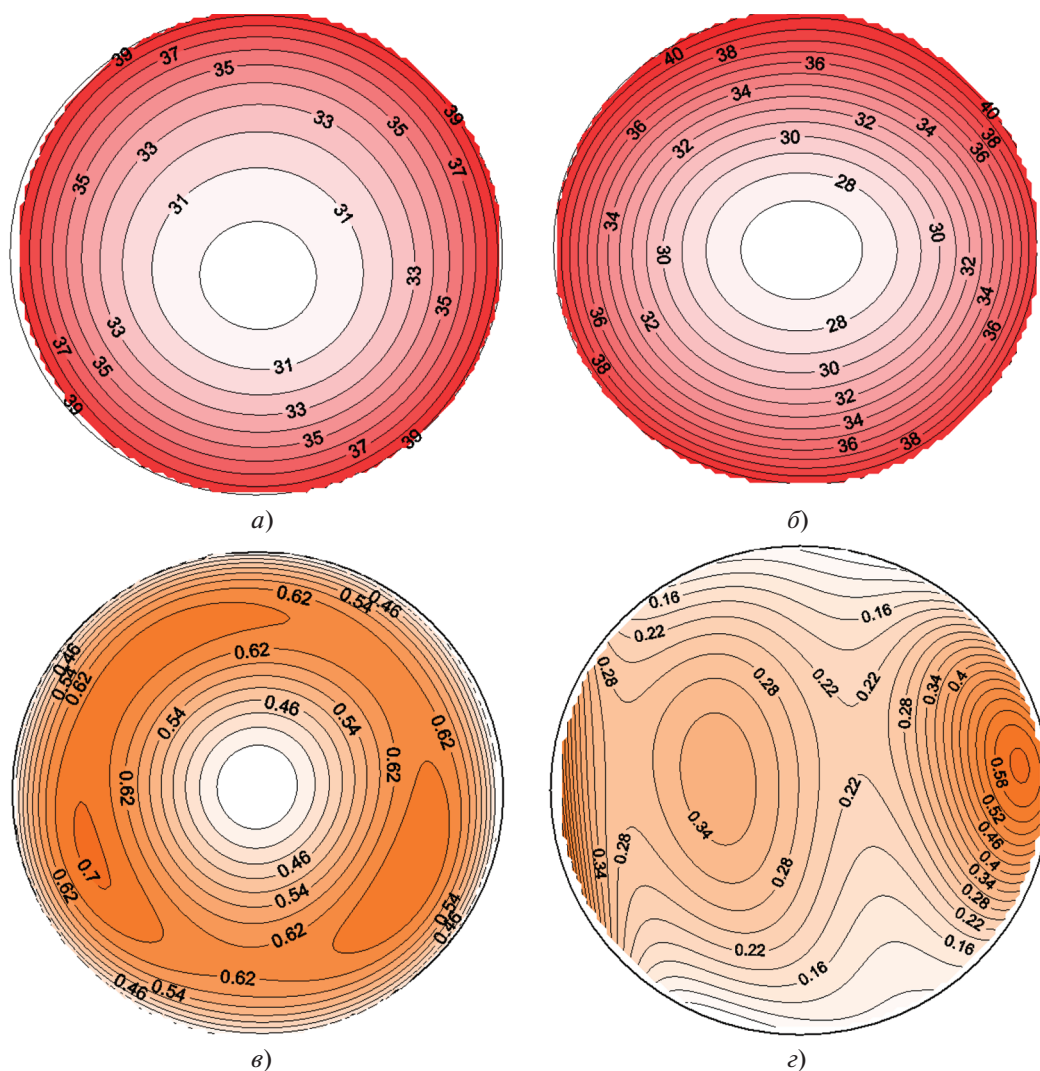


Рис. 4. Поля безразмерной температуры Θ (а, б) и интенсивности ее пульсаций (в, г) в сечении трубы $z/d = 36$ ($Re = 35000$, $q_c = 30$ кВт/м², режим I – петля перекрыта) в отсутствие поперечного магнитного поля ($Ha = 0$) (а, в) и при его наличии ($Ha = 450$) (б, г)

Когда магнитного поля нет, поле осредненной температуры в трубе однородно и осесимметрично (см. рис. 4, а). При наложении магнитного поля осевая симметрия нарушается (см. рис. 4, б). Это происходит вследствие эффекта Гартмана [19] – уплощения профиля скорости в плоскости, параллельной линиям магнитной индукции (он становится более заполненным, равномерным). Поле интенсивности температурных пульсаций (см. рис. 4, в, г), осесимметричное без магнитного поля, также сильно изменяется при появлении магнитного поля, принимая седлообразную форму с максимумами интенсивности вблизи стенок, перпендикулярных магнитной индукции.

На рис. 5 показано распределение безразмерной температуры стенки $\Theta_c = \frac{t_c - t_{ж}}{q_c d / \lambda}$ по периметру

поперечного сечения трубы $z/d = 36$ в отдельной (“чистой”) трубе [20] и в системе “труба в канале” для режимов I, II и III (здесь t_c – температура стенки, °С). Эта величина является локальной характеристикой теплоотдачи, так как соответствует обратному числу Нуссельта: $\Theta_c = \frac{1}{Nu}$. Для сравнения на графиках показаны значения характеристик теплоотдачи, соответствующие развитому турбулентному течению $1/Nu_T$ в трубе, рассчитанные по формуле Лайона $Nu_T = 7 + 0.025Re^{0.8}$, а также ламинарному течению в поперечном магнитном поле с учетом эффекта Гартмана ($Nu_{л, Ha} = 7$) и ламинарному течению ($Nu_{л} = 4.36$) [19].

В отсутствие магнитного потока ($Ha = 0$) распределения температуры стенки практически од-

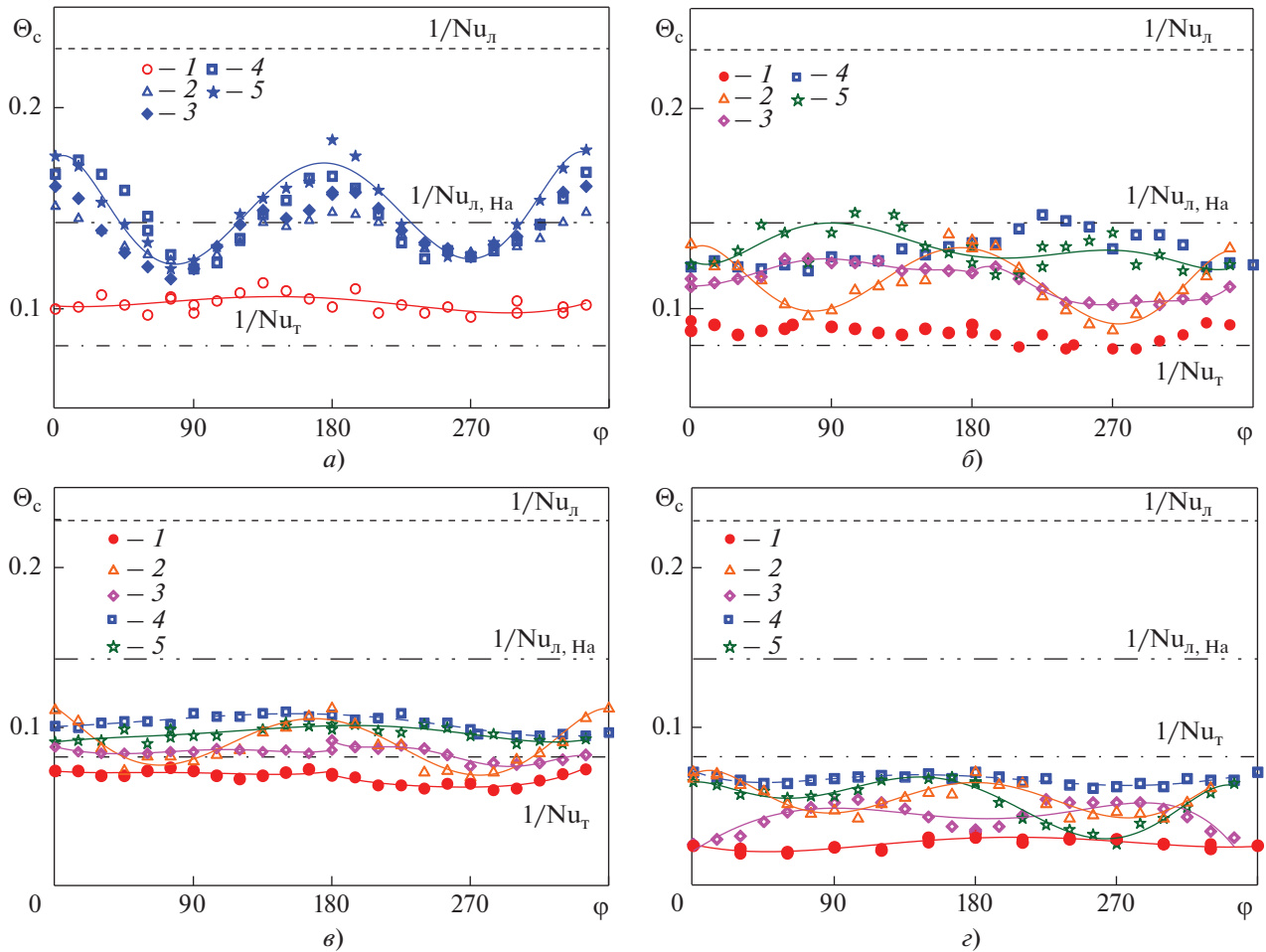


Рис. 5. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру сечения трубы в “чистой” трубе [20] (а) и в режимах I (б), II (в) и III (г) в сечении трубы $z/d = 36$ при $Re = 35000$. Число Ha : 1 – 0; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 350; 5 – 460

нородны. В режиме I (см. рис. 5, б) опытные точки хорошо ложатся на значения, соответствующие стабилизированному турбулентному течению (практически совпадают с полученной теоретической зависимостью), чего не наблюдалось в “чистой” трубе (см. рис. 5, а), где температуры на стенке заметно выше. В режимах II и III на рис. 5, в и г температура стенки дополнительно снижается из-за улучшения теплоотдачи вследствие циркуляции теплоносителя и оказывается существенно ниже турбулентных значений.

Поперечное магнитное поле приводит к деформации осесимметричного поля скорости в трубе вследствие эффекта Гартмана, а вместе с этим и поля температуры. Соответственно, распределения температуры стенки и локальных коэффициентов теплоотдачи (чисел Нуссельта) становятся неоднородными по периметру, образуются два максимума и два минимума. Кроме того, магнитное поле подавляет турбулентность и

снижает в среднем теплоотдачу до ламинарных значений $Nu_{л,Ha} = 7$. Эти эффекты подробно описаны авторами настоящей статьи в работе [20], где рассматривается подъемное течение ртути в обогреваемой трубе в поперечном магнитном поле. Такие эффекты иллюстрирует также график на рис. 5, а. В системе “труба в канале” в режиме I в поперечном магнитном поле температура стенки становится неоднородной, но заметно снижается в отличие от “чистой” трубы, так что опытные точки располагаются ниже ламинарных значений $Nu_{л,Ha} = 7$. Форма распределения с двумя максимумами и двумя минимумами (как на рис. 5, а) наблюдается только для числа Гартмана $Ha = 100$. Для больших чисел $Ha = 200–450$ неоднородности в распределениях температуры сглаживаются вследствие конвекции теплоносителя в межканальном зазоре, которая имеет сложную структуру. В режимах II и III с открытой петлей естественной циркуляции (см. рис. 5, в, г) распределения

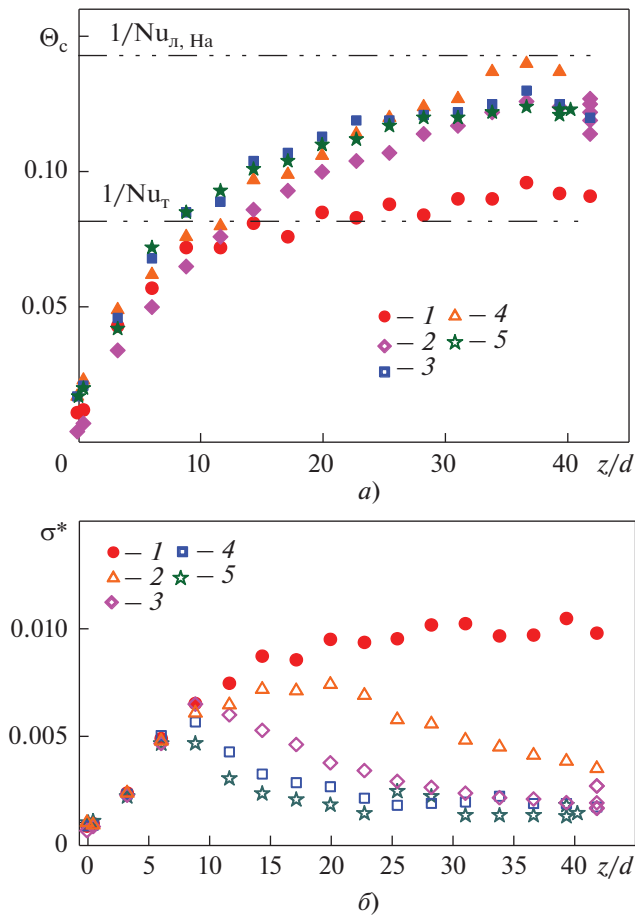


Рис. 6. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c (а) и безразмерной интенсивности пульсаций температуры вблизи стенки ($x = 0, y = 0.8$) σ^* (б) по длине трубы в режиме I при $Re = 35000$. Обозначения см. рис. 5

температуры на стенке выравниваются и значительно снижаются по сравнению с режимом I (см. рис. 5, а, б), что обусловлено интенсификацией теплообмена вследствие циркуляции теплоносителя в межканальном зазоре. На циркуляцию жидкого металла (течение) одновременно воздействуют две силы – сила плавучести (термогравитационная – естественная конвекция) и электромагнитная (канал работает в режиме МГД-насоса [19]).

Распределения безразмерной температуры стенки Θ_c по длине трубы показаны на рис. 6, 7 для угла $\varphi = 0$. Анализируя эти данные, можно выделить два участка: начальный термический участок, на котором температура стенки меняется, и участок стабилизации, на котором температура стенки выходит на постоянный уровень. Распределения безразмерных осредненной Θ_c и пульсационной σ^* температур в режиме I на рис. 6 практически не отличаются по характеру зависимости от таковых в “чистой” круглой трубе [20]. Режимам II и III свойственны снижение темпера-

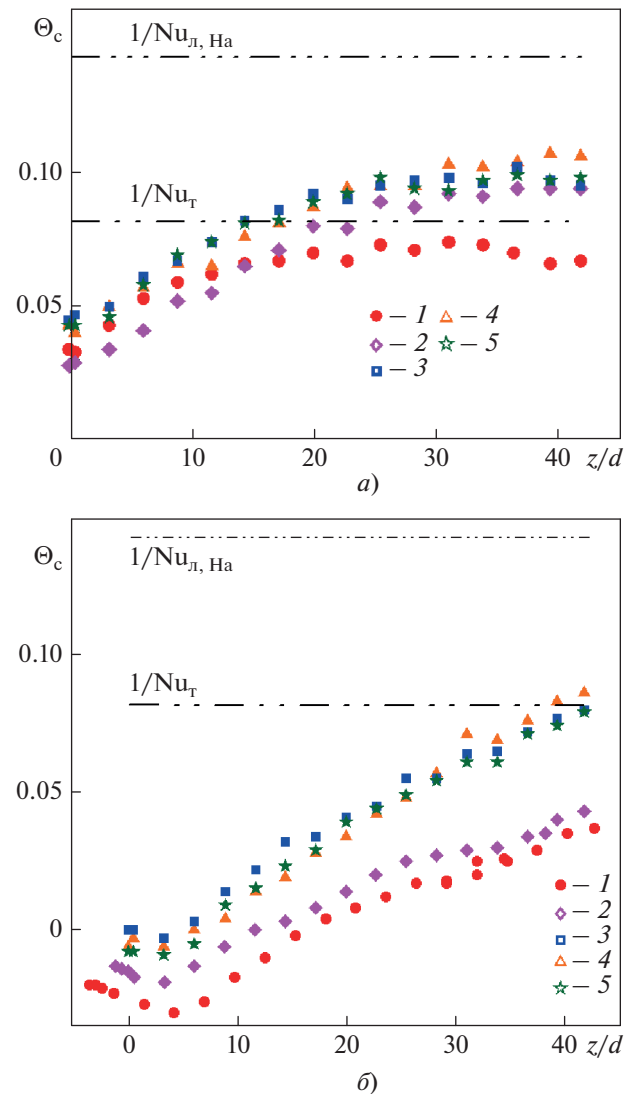


Рис. 7. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по длине трубы в режимах II (а) и III (б) при $Re = 35000$. Обозначения см. рис. 5

туры и существенное увеличение длины начального участка. В режиме III стабилизации не наблюдается и весь участок обогрева представляет собой начальный термический участок. Распределения безразмерной интенсивности температурных пульсаций σ^* для всех трех режимов примерно одинаковы (на рис. 6, б показаны только для режима I). В отсутствие магнитного поля с определенного калибра (около $15d$) значения пульсаций выходят на стабилизированный (постоянный) уровень, а при наличии магнитного поля эти пульсации сначала возрастают, а потом, начиная с $10d$, снижаются в области однородного поля до постоянных ненулевых значений ($\sigma^* \approx 0.001$ при $Ha = 460$).

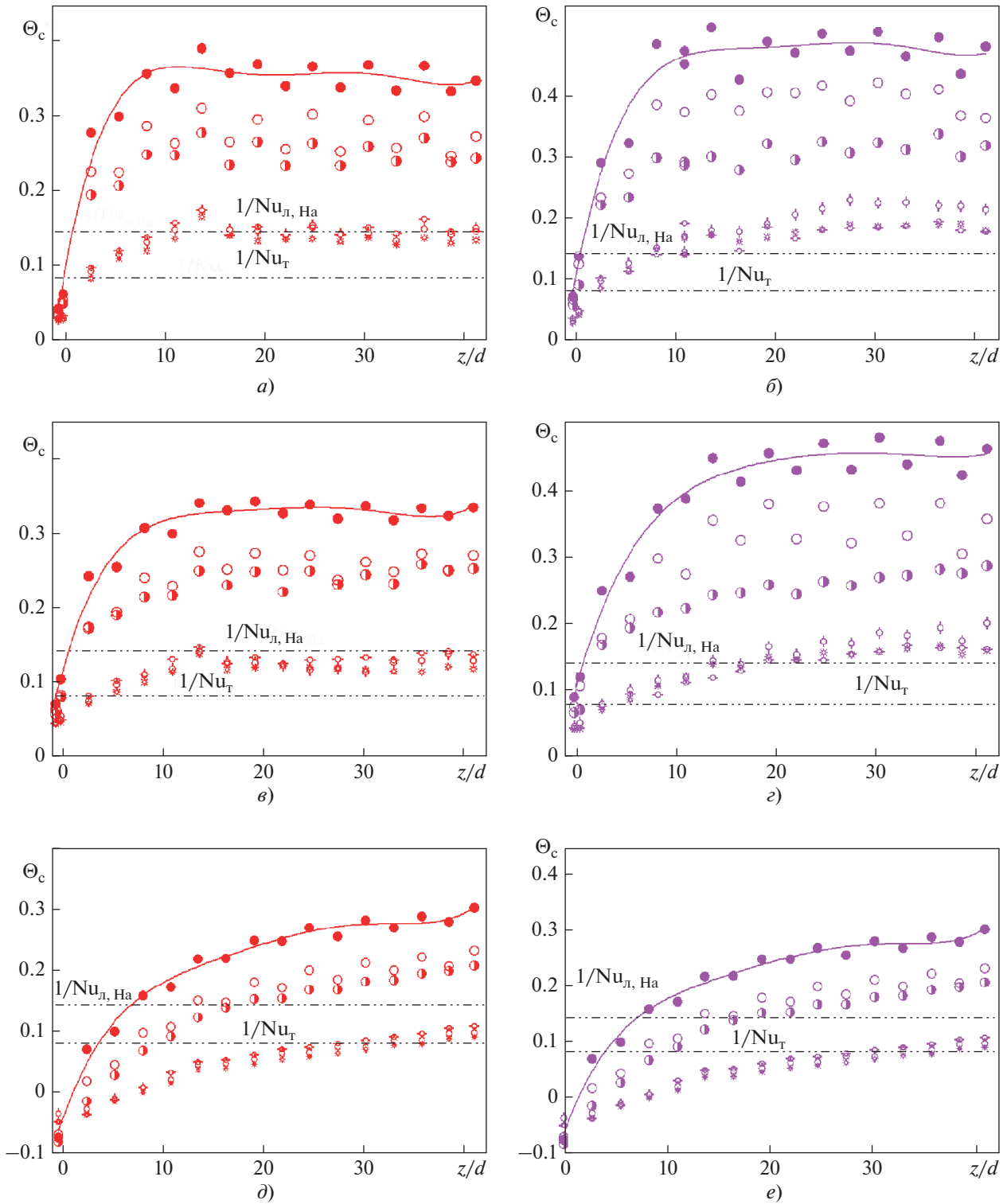


Рис. 8. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по длине канала в режиме I (а, б), II (в, г) и III (д, е) при $Re = 35\,000$, $q_c = 30\text{ кВт/м}^2$ и $Ha = 0$ (а, в, д) или 350 (б, г, е).

На внутренней стенке канала: \circ – $x = 0$; \bullet – $y = 0$; \bullet – в углу канала; на внешней стенке трубы канала: \circ – $x = 0$; \circ – $y = 0$; \circ – в точке на поверхности трубы между точками 4 и 5

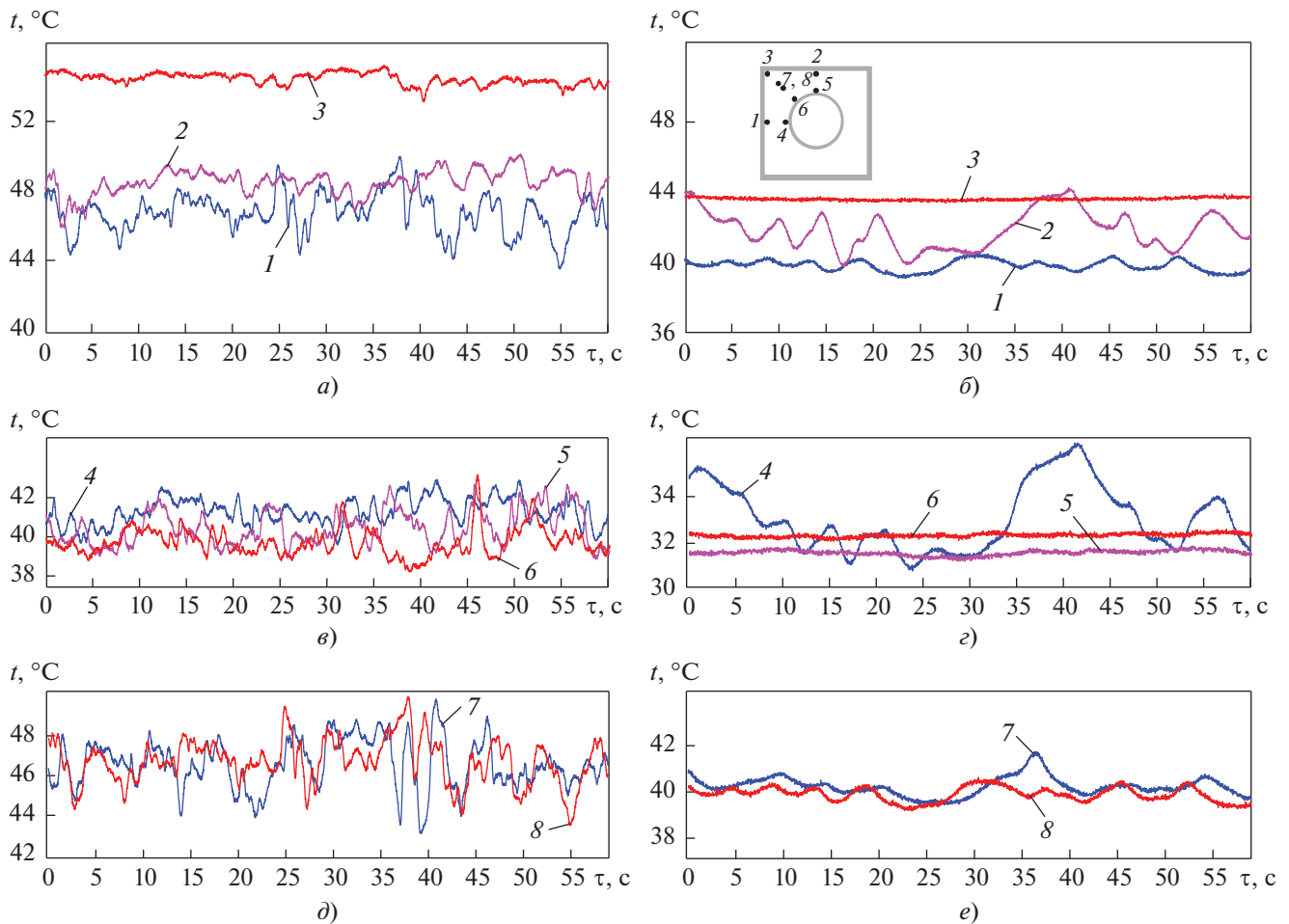


Рис. 9. Осциллограммы температур в межканальном зазоре в сечении трубы $z/d = 36$ ($Re = 35\,000$, $q_c = 30$ кВт/м²) в режиме I при $Na = 0$ (а, в, е) или 350 (б, г, е): а, б – на внутренней стенке канала: 1 – $x = 0$; 2 – $y = 0$; 3 – в углу канала; в, г – на внешней стенке трубы канала: 4 – $x = 0$; 5 – $y = 0$; 6 – в точке на поверхности трубы между точками 4 и 5; д, е – корреляционная пара (7, 8)

Особый интерес представляют результаты измерений температур в канальном зазоре (рис. 8). На рис. 8, а показаны распределения безразмерной температуры стенки в канале Θ_c (диаметр и плотность теплового потока определяются также в трубе) в режиме I. Максимальные значения температур, разумеется, оказываются в угловой точке канала (показаны темными точками). Значение температуры в данной точке примерно в 2.0–2.5 раза выше ее значений на внешней стенке трубы (точки 4–6). Значения температуры на стенке канала в центре граней в осевых плоскостях $x = 0$ и $y = 0$ (точки 1, 2) находятся между ними. При наличии магнитного поля (см. рис. 8, б, г, е) все температуры увеличиваются на некоторое значение, что является следствием подавления турбулентности и ламинаризации течения теплоносителя в зазоре.

Аналогичные результаты получены для режима II с открытой петлей естественной циркуляции (см. рис. 8, в, г). Вид зависимостей такой же,

как и в режиме I, но в данном случае температуры снижаются. Существенно уменьшаются температуры и в режиме III, когда петля работает с охлаждением (см. рис. 8, д, е). Некоторый разброс опытных точек, который наблюдается для температуры на внутренних сторонах стенок канала, связан, по-видимому, с несовершенной конструкцией нагревателей.

Особый интерес представляют первичные данные сигналов с термопар зонда, установленного в канальном зазоре. Осциллограммы всех термопар продольного зонда показаны на рис. 9–11. Форма сигнала в режимах без магнитного поля свидетельствует о турбулентном характере свободно-конвективного течения в канальном зазоре. Амплитуда колебаний в потоке здесь в 2 раза выше, чем в трубе, где течение жидкого металла вынужденное.

При появлении магнитного поля сигнал значительно меняется по форме: из-за подавления турбулентности сигнал становится низкочастотным, с плавными интенсивными колебаниями,

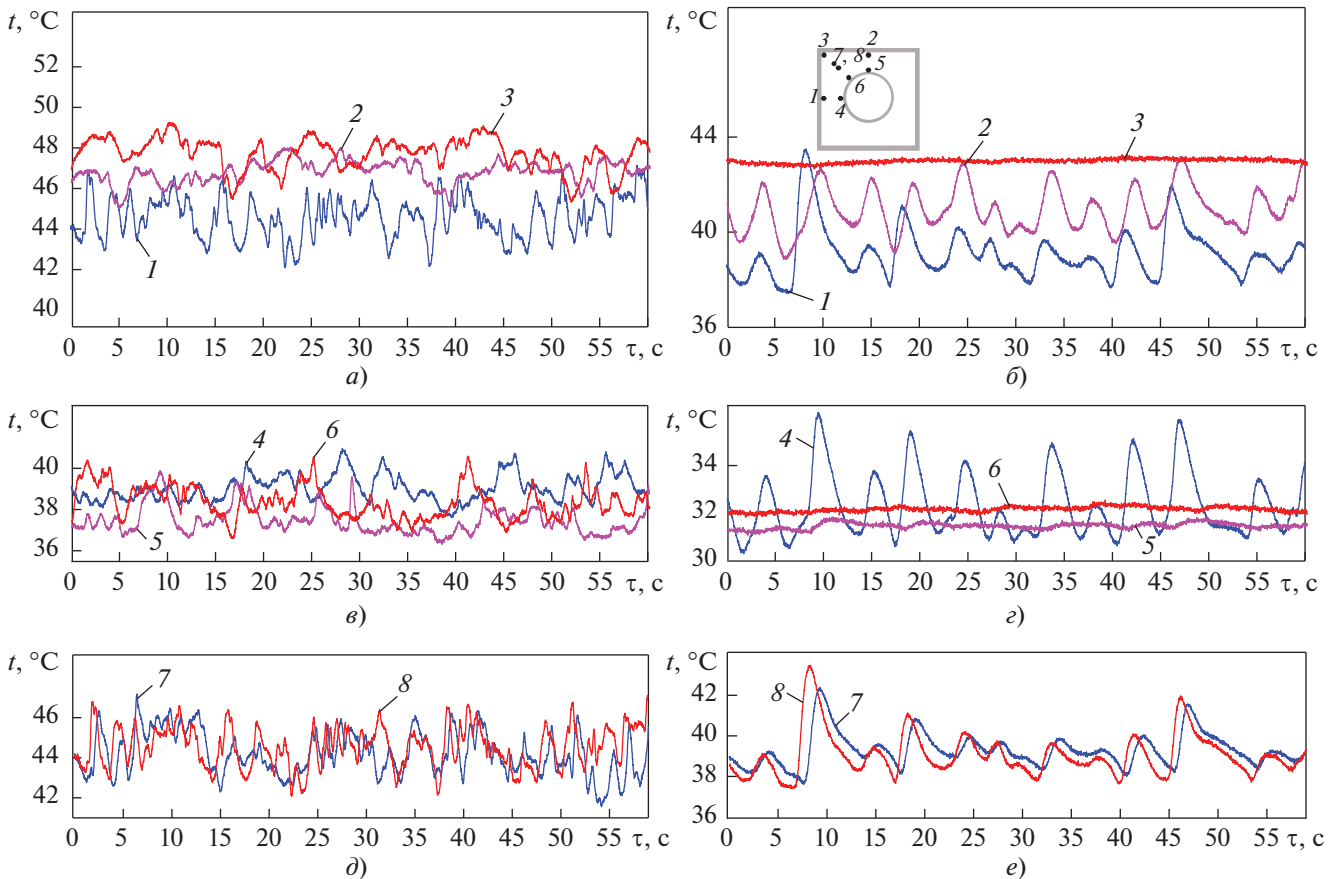


Рис. 10. Осциллограммы температур в межканальном зазоре в сечении трубы $z/d = 36$ ($Re = 35\,000$, $q_c = 30$ кВт/м²) в режиме II при $Na = 0$ (а, в, з) или 350 (б, г, е). Обозначения см. рис. 9

которые связаны с неустойчивостью свободно-конвективных течений, вызванных как силами плавучести, так и электромагнитными силами. Эти колебания воздействуют на стенки канала и трубы, проникая в них.

Низкочастотные колебания температуры в МГД-потоке жидкого металла выявлены неоднократно при исследованиях в трубах и каналах с различными конфигурациями течений относительно силы тяжести и направления магнитного поля [21–23]. Эти колебания объяснялись развитием крупномасштабных вихревых структур в потоке, вызванных термогравитационной конвекцией. Такие структуры избирательно (с осями, параллельными индукции магнитного поля) формировались и стабилизировались в потоке жидкого металла сильным внешним магнитным полем, процесс сопровождался подавлением однородной мелкомасштабной турбулентности. Наблюдались интенсивные пульсации температуры, представляющие опасность для реальных теплообменных жидкометаллических систем, так как ввиду своего низкочастотного характера такие пульсации легко

проникают в стенку и вызывают дополнительное переменное температурное напряжение [23].

В настоящем исследовании в системе “труба в канале” упомянутые явления (пульсации) также были обнаружены. Исключение составил режим III, когда петля естественной циркуляции работала с охлаждением. При этом в поперечном магнитном поле (см. рис. 11, б, г, е) турбулентные пульсации практически не наблюдались: режим течения в межтрубном зазоре был ламинарным.

Термопары 7 и 8, как уже было отмечено ранее, представляют собой корреляционную пару и позволяют измерить среднюю продольную компоненту скорости V_z в зазоре в точке с $\varphi = 45^\circ$ и $R = r/r_0 = 1.4$ корреляционным методом [24]. Погрешность измерения скорости, по оценкам авторов настоящей статьи, составила 7%. В режиме I петля перекрыта, циркуляции в контуре нет и скорость корреляционным методом не определяется (см. рис. 9, д, е). Напротив, в режиме II (см. рис. 10, д, е) скорость теплоносителя (ртути) V_z , отнесенная к средней скорости вынужденного течения в трубе V_0 , регистрируется.

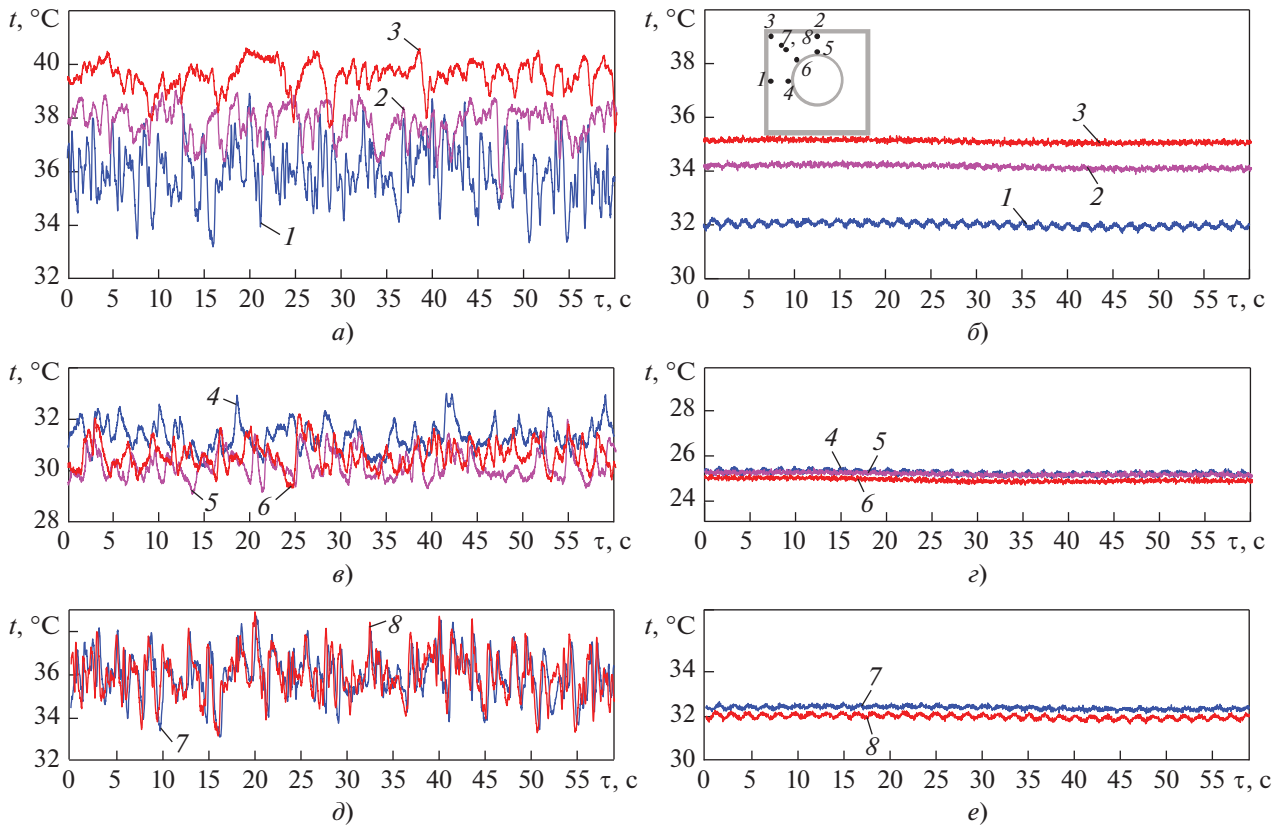


Рис. 11. Осциллограммы температур в межканальном зазоре в сечении трубы $z/d = 36$ ($Re = 35\ 000$, $q_c = 30\ \text{кВт/м}^2$) в режиме III при $Na = 0$ (а, в, з) или 350 (б, г, е). Обозначения см. рис. 9

Скорость теплоносителя $V_z = v/v_0$ при различных числах Гартмана Na принимала следующие значения:

Число Na :

0 (отсутствие магнитного поля)	0.050
при наличии магнитного поля:	
100.....	0.029
200.....	0.019
350.....	0.022
450.....	0.018

В режиме III (см. рис. 11, д, е), скорость потока заметно возросла и при различных числах Na имела следующие значения:

Число Na :

0 (отсутствие магнитного поля).....	0.097
при наличии магнитного поля:	
100.....	0.068
200.....	0.080
350.....	0.054
450.....	0.023

Локальная скорость в точке измерения в зазоре между трубой и каналом может отличаться от средней. В поперечном магнитном поле распределение скорости по сечению и структура потока существенно меняются: подавляется однородная мелкомасштабная турбулентность, информацию о скорости несут только крупномасштабные неоднородности. Поэтому снижение измеренной локальной скорости в магнитном потоке с ростом числа Гартмана не свидетельствует о падении средней скорости циркуляции в зазоре. Теплоотдача улучшается всегда при переходе от системы “чистая” труба к системе “труба в канале”.

На рис. 12 дана обобщающая зависимость осредненного по периметру сечения трубы числа Нуссельта $Nu = 1/\overline{\Theta}$ от числа Пекле $Pe = RePr$ для разных значений числа Гартмана. Для сравнения приведены зависимости: Nu_t , $Nu_{л,Na} = 7$ и $Nu_{л} = 4.36$. При одних и тех же условиях сравнивается теплоотдача при смешанной конвекции в однородно обогреваемой “чистой” трубе (см. рис. 12, а) и в режимах I и II во внутренней трубе (см. рис. 12, б, в). В отсутствие магнитного поля наблюдается улучшение теплоотдачи в системе “труба в канале” по сравнению с “чистой” трубой: опытные точки рас-

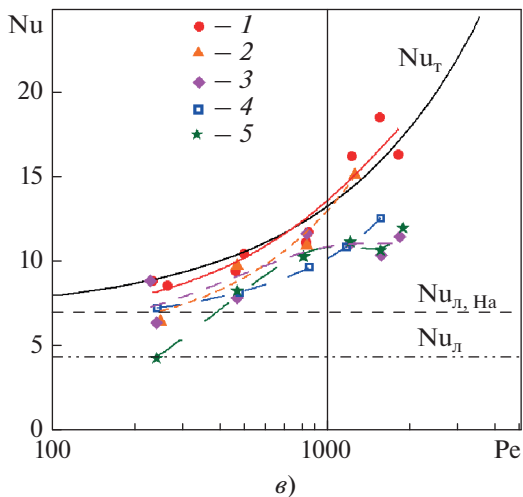
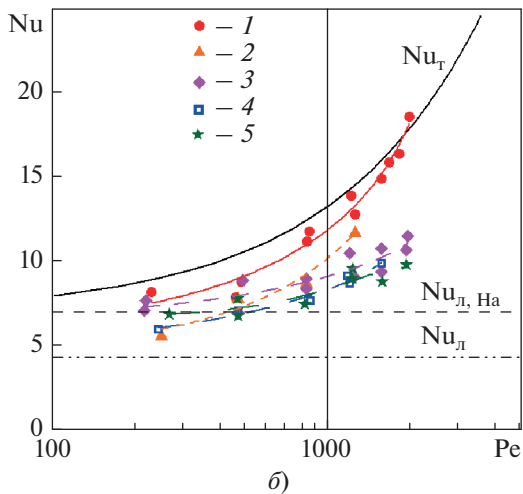
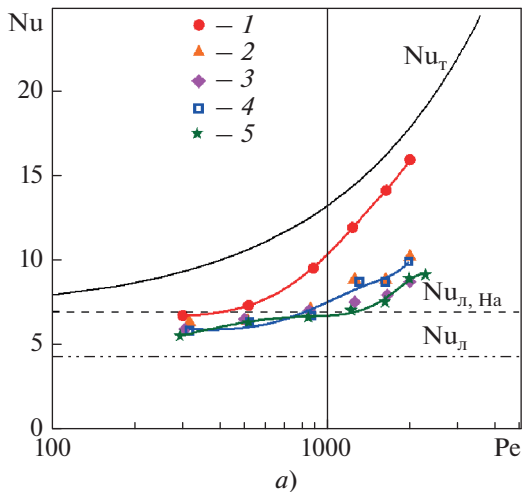


Рис. 12. Зависимость числа Нуссельта от числа Пекле при смешанной конвекции в круглой трубе (а) и в системе “канал – труба” [режим I (б) и II (в)]. Число Ha : 1 – 0; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 350; 5 – 470

полагаются ближе к кривой Лайона, характерной для вынужденной турбулентной конвекции в трубе. В поперечном магнитном поле коэффициенты теплоотдачи также возрастают относительно значений для “чистой” трубы. Если сопоставлять режимы I и II, теплоотдача во втором случае будет выше как в магнитном поле, так и при его отсутствии вследствие наличия циркуляции в петле.

В режиме I, несмотря на то что охлаждение петли отключено, циркуляция в ней без магнитного потока существует, что обусловлено потерями тепла, которые, по оценкам авторов настоящей статьи, составляют 4–5% (определены по тепловому балансу). При наличии магнитного поля к силам плавучести добавляется конвекция, связанная с МГД-воздействием на поток. Теплоноситель в канальном зазоре оказывается в режиме МГД-насоса.

ВЫВОДЫ

1. Первые исследования температурных полей и теплоотдачи теплообменной ячейки “труба в канале” с двойной системой охлаждения были проведены путем постановки экспериментов на ртутном стенде МГД-комплекса “МЭИ – ОИВТ РАН”. Было рассмотрено подъемное вынужденное течение в трубе и свободно-конвективное течение в зазоре между трубой и квадратным каналом в поперечном магнитном поле и при однородном обогреве всех четырех стенок канала. Решаемая задача приближена к условиям трубчатого жидкометаллического бланкета гибридного термоядерного реактора.

2. В результате проведенных в трех основных режимах теплообмена (с отключенной и включенной петлей естественной циркуляции) зондовых измерений впервые получен массив данных по полям осредненной и пульсационной температуры и распределений локальных параметров теплоотдачи в диапазоне чисел Re от 10000 до 85000 с числом Грасгофа $Gr \approx 10^8$ в поперечном магнитном поле (с магнитной индукцией до 1 Тл) с числами Гартмана $Ha = 0–470$.

3. При проведении эксперимента в канальном зазоре возникает естественная конвекция в результате действия сил плавучести и электромагнитных сил. Конфигурация течения и его структура в зазоре существенно зависят от наличия поперечного магнитного поля, а также от подключения петли естественной циркуляции и ее охлаждения. Конвекция теплоносителя, происходящая в зазоре, в большей степени улучшает теплоотдачу в исследуемой системе “труба в канале” в том случае, когда включена петля естественной циркуляции и особенно при дополнительном охлаждении системы.

4. Структура естественно-конвективных потоков в отсутствие поперечного магнитного поля в зазоре имеет турбулентный характер, а при его наличии существенно меняется. Магнитное поле, с

одной стороны, подавляет мелкомасштабную турбулентность, а с другой — приводит к дополнительной неустойчивости течения и появлению низкочастотных колебаний температуры, которые проникают в стенки канала и трубы. Максимальная температура во всех режимах наблюдалась в углах канала.

5. Наиболее выгодным с точки зрения эффективности теплообмена является режим работы с контуром естественной циркуляции с охлаждением. При этом значительно снижается температура как в трубе, так и в зазоре между каналом и трубой, а течение в поперечном магнитном поле становится более устойчивым — почти ламинарным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lyon R. N., Poppendiek H. Liquid-metal heat transfer // *Liquid-metals Handbook*. Washington, 1951.
2. Булеев Н.И., Мосолова В.А., Ельцова Л.Д. О турбулентных течениях жидкости в кольцевых и плоских зазорах // *ТВТ*. 1967. Т. 5. Вып. 4. С. 630–639.
3. Субботин В.И., Таланов В.Д., Ушаков П.А. Влияние эксцентриситета на теплообмен жидких металлов в кольцевом зазоре // *Жидкие металлы: сб. статей / под ред. П.Л. Кириллова, В.И. Субботина, П.А. Ушакова*. М.: Атомиздат, 1967. С. 111–122.
4. Harrison W., Menke J. Heat transfer to liquid metals flowing in asymmetrically heated channels // *Trans. ASME*. 1949. V. 71. Is. 7. P. 797–802. <https://doi.org/10.1115/1.4017228>
5. Субботин В.И., Ушаков П.А., Свириденко И.П. Исследование теплообмена при турбулентном течении ртути в кольцевом зазоре // *Атомная энергия*. 1960. Т. 9. Вып. 4. С. 310–311.
6. Экспериментальное исследование теплоотвода от ТЖМТ охлаждающей средой при атмосферном давлении / А.В. Безносков, А.С. Черныш, С.И. Сергеев, А.И. Зудин, Т.А. Бокова // *ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы*. 2016. № 4. С. 75–83.
7. Исследование теплоотдачи от свинцового теплоносителя к продольно обтекаемой трубе / А.В. Безносков, А.А. Молодцов, А.В. Назаров, С.Ю. Савинов, О.О. Кудрин // *Теплофизика и аэромеханика*. 2007. Т. 14. № 3. С. 429–436.
8. Mozayyeni H.R., Rahimi A.B. Mixed convection in cylindrical annulus with rotating outer cylinder and constant magnetic field with an effect in the radial direction // *Scientia Iranica*. 2012. V. 19. Is. 1. P. 91–105. <https://doi.org/10.1016/j.scient.2011.12.006>
9. Natural convection of liquid metal in a horizontal cylindrical annulus under radial magnetic field / H. Teimouri, M. Afrand, N.Sina, A. Rrimipour, A.H. Meghdadi Isfahani // *Int. J. Appl. Electromagnetics Mech.* 2015. V. 49. Is. 4. P. 453–461. <https://doi.org/10.3233/JAE-150028>
10. Sankar M., Venkatachalappa M., Shivakumara I.S. Effect of magnetic field on natural convection in a vertical cylindrical annulus // *Int. J. Eng. Sci.* 2006. V. 44. Is. 20. P. 1556–1570. <https://doi.org/10.1016/j.ijengsci.2006.06.004>
11. Wrobel W., Fornalik-Wajs E., Szmyd J.S. Experimental and numerical analysis of thermo-magnetic convection in a vertical annular enclosure // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2010. V. 31. Is. 6. P. 1019–1031. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.05.012>
12. Kumar A., Singh A.K. Effect of induced magnetic field on natural convection in vertical concentric annuli heated/cooled asymmetrically // *J. Appl. Fluid Mech.* 2013. V. 6. Is. 1. P. 15–26.
13. Afrand M. 3-D numerical investigation of natural convection in a tilted cylindrical annulus containing molten potassium and controlling it using various magnetic fields // *Int. J. Appl. Electromagnetics Mech.* 2014. V. 46. Is. 4. P. 809–821. <https://doi.org/10.3233/JAE-141975>
14. Todd L. Hartmann flow in an annular channel // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 28. Is. 2. P. 371–384. <https://doi.org/10.1017/S0022112067002137>
15. Kumamaru H. Magnetic pressure drop and heat transfer of liquid metal flow in annular channel under transverse magnetic field // *J. Nucl. Sci. Technol.* 1984. V. 21. Is. 5. P. 393–400.
16. Bühler L. Poloidal MHD flow in the European TAURO blanket concept. Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1999.
17. Bühler L., Mistrangelo C. MHD flow and heat transfer in model geometries for WCLL blankets // *Fusion Eng. Des.* 2017. V. 124. P. 919–923. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.01.014>
18. Numerical investigation of liquid metal magnetohydrodynamic flow in multilayer flow channel inserts / H. Chen, T. Zhou, H. Zhang, Z. Meng // *Fusion Eng. Des.* 2013. V. 88. Is. 11. P. 2939–2944. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.06.006>
19. Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. М.: Изд-во МЭИ, 2001.
20. Теплообмен жидкого металла в трубе при подъемном течении в поперечном магнитном поле / Н.А. Лучинкин, Н.Г. Разуванов, И.А. Беляев, В.Г. Свиридов // *ТВТ*. 2020. Т. 58. Вып. 3. С. 426–436. <https://doi.org/10.31857/S0040364420030126>
21. Пульсации температуры в МГД-потоке жидкого металла в горизонтальной неоднородно обогреваемой трубе / И.А. Беляев, Ю.П. Ивочкин, Я.И. Листратов, Н.Г. Разуванов, В.Г. Свиридов // *ТВТ*. 2015. Т. 53. Вып. 5. С. 773–781. <https://doi.org/10.7868/S004036441505004X>
22. Исследования режимов теплообмена при течении жидкого металла в условиях термоядерного реактора / И.И. Поддубный, Н.Ю. Пятницкая, Н.Г. Разуванов, В.Г. Свиридов, Е.В. Свиридов, А.Ю. Лешуков, К.В. Алесковский, Д.М. Обухов // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2015. Т. 38. № 3. С. 5–15.
23. Оценка влияния пульсаций температуры на конструкцию жидкометаллического модуля реакторатокамака / И.А. Беляев, И.И. Поддубный, Н.Г. Разуванов, В.Г. Свиридов // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2018. Т. 41. № 1. С. 41–52. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-41-1-41-52>
24. Техника сканирующих зондовых измерений полей температуры в потоке жидкости / И.А. Беляев, Д.А. Бирюков, Н.Ю. Пятницкая, Н.Г. Разуванов, Е.В. Свиридов, В.Г. Свиридов // *Теплоэнергетика*. 2019. № 6. С. 5–16. <https://doi.org/10.1134/S0040363619060018>

Heat Transfer in a “Tube-in-Channel” Combined System with an Upward Flow of Liquid Metal in a Transverse Magnetic Field

N. A. Luchinkin^{a, b, *}, N. G. Razuvanov^{a, b}, and O. N. Polyanskaya^{a, b}

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute (NRU MPEI), Moscow, 111250 Russia

^b Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences (JIHT RAS), Moscow, 125412 Russia

*e-mail: LuchinkinNA@yandex.ru

Abstract—Investigations were performed of heat transfer to a forced upward flow of mercury in a tube inserted into a heated channel with a rectangular cross-section under the effect of a transverse magnetic field. The outer channel is filled with mercury and connected to a natural circulation loop. Liquid metal heat transfer is simulated in a cell of the cooling system of the channel-type liquid metal blanket for a Tokamak fusion reactor. Experimental data on temperature fields and heat-transfer performance in the inner tube and the outer channel were obtained in the mercury magnetohydrodynamic test rig using microthermocouple probes. Three different cases of natural circulation loop operation are examined: (I) the loop is off, convective flow can occur only in the space between the tube and the channel wall; (II) the loop is open and operates under adiabatic conditions; (III) the loop is open, water cooling is on. The results of measurement in the inner tube demonstrate that heat transfer in the tube-in-channel system is enhanced compared to the heat transfer in a separate tube both with and without a magnetic field. Under the experimental conditions, natural convection is induced by the buoyancy and electromagnetic forces in the gap between the tube and the channel wall. The configuration and structure of the flow in the gap change drastically in a transverse magnetic field, and the heat-transfer rate depends on the operating conditions in the natural circulation loop. Convection reduces temperature nonuniformities in the gap, and the heat transfer in the investigated “tube-in-channel” enhances greater when the natural circulation loop is activated and, especially, when it is additionally cooled. Low-frequency high-amplitude fluctuations induced by the instability of the natural convection and magnetohydrodynamic flows are observed in the gap.

Keywords: liquid metal, magnetohydrodynamics, natural convection, heat transfer, probe measurements, temperature fluctuations, “tube-in-channel” system, mixed convection