

Научная статья

Численное и экспериментальное моделирование конвективного теплообмена при течении жидкого металла в кольцевой трубе

Н.Г. Разуванов^{1,2}, О.Н. Полянская¹, Н.А. Лучинкин²

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Российская Федерация

² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Российская Федерация

Выполнено численное моделирование характеристик процессов гидродинамики и теплообмена в изогнутой в виде кольца трубе, расположенной в горизонтальной плоскости. Однородно обогреваемый участок характеризуется отношением радиуса кольца к внутреннему диаметру трубы, равным 25. Дифференциальные уравнения сохранения движущейся в трубе сплошной среды записываются в криволинейной системе координат. За основу берутся уравнения в цилиндрических координатах, включающие добавочные слагаемые, появляющиеся при переходе к системе координат для кольцевой области. При этом геометрия задачи не изменяется, это по-прежнему прямая труба в цилиндрических координатах. При вычислениях используется структурированная расчетная сетка и учитывается влияние термогравитационной конвекции. Проведены экспериментальные исследования теплообмена при течении жидкого металла в обогреваемой трубе с внутренним диаметром 19 мм и радиусом изгиба 0.5 м. Испытания выполнены на ртутном стенде ОИВТ РАН в диапазоне чисел Рейнольдса $11000 \div 80000$ и разных тепловых нагрузках. Применен зонд с корреляционным датчиком, состоящим из двух микротермопар. Специальный механизм позволяет непрерывно перемещать двухкоординатный измерительный зонд в сечении трубы, удаленном от входа в зону обогрева на расстояние 76 калибров. В этом сечении, находящемся в стабилизированной области неизотермического турбулентного течения, подробно измерены поля осредненной скорости и температуры. Установленные параметры, представленные в безразмерном виде, сопоставлены с аналогичными результатами численного моделирования. Обнаружено значительное влияние инерционных и гравитационных сил на распределения скорости и температуры в сечении потока, приводящее к существенной неоднородности нагрева стенки по периметру рассматриваемого сечения трубы. Результат сравнения опытных и расчетных данных получился удовлетворительным.

Ключевые слова: тороидальная система координат, дифференциальные уравнения сохранения, гидродинамика, теплообмен, жидкие металлы, коэффициент теплоотдачи, течение в изогнутой трубе

Получение: 02.07.2024 / Публикация онлайн: 10.04.2025

УДК 621.039

1. Введение

Трубчатые контуры систем охлаждения, широко используемые в энергетическом оборудовании, часто включают в себя изогнутые участки труб. Наиболее эффективными и компактными теплообменниками являются змеевики. В такой трубе центробежные силы приводят к образованию в текущей жидкости двух вторичных вихрей с осями, параллельными оси трубы. Вихри дополнительно перемешивают жидкость и тем самым интенсифицируют теплоотдачу [1].

Моделирование процессов гидродинамики и теплообмена осложняется геометрией змеевиков, все поверхности которых криволинейны. Аппроксимирующие расчетные сетки строят обычно в декартовой системе координат, они, как правило, существенно неструктурированные и состоящие из непрямоугольных элементов. Авторами настоящей работы в модельных расчетах потоков в изогнутых трубах предлагается перейти в криволинейную систему координат и в соответствии с ней взять за основу цилиндрические координаты (r, φ, z) [2, 3], изогнутые по кольцу, с базисным вектором e'_w , зависящим от (r, φ) . В постановку задач для змеевиков добавляется «винтовой» поворот системы координат относительно оси трубы с базисным вектором e'_q , зависящим от z . На практике используются змеевики с большим радиусом витков R и малым шагом между ними, так что «винтовым» поворотом можно пренебречь и отыскивать решение в кольцевой области. Но возникает сложность при записи в кольцевой системе координат дифференциальных уравнений, а именно уравнений Навье–Стокса и энергии (удельной энтальпии). Решение этой задачи представлено авторами в работах [4, 5]. За основу взята система уравнений в цилиндрической системе координат (ЦСК) [2, 6] с введением некоторых добавочных слагаемых. Подробный вывод уравнений дается в [5].

Задачи гидродинамики и теплообмена в изогнутых трубах известны давно и исследовались как экспериментально [6], так и теоретически [7]. Однако вывод разрешающих уравнений в криволинейных координатах не получил должного распространения. Как правило, производится преобразование систем координат, например, цилиндрической в тороидальную, а эксперименты выполняются в основном в диэлектрических средах (в воздухе, воде, органических жидкостях). Специфика же жидкометаллических (ЖМ) теплоносителей определяется их свойствами (в частности, низким числом Прандтля) и особенностями теплоотдачи. Распределения локальных значений коэффициентов теплоотдачи неравномерны как по длине трубы, так и по периметру сечения и могут значительно отличаться от своих средних величин. Близкая задача — МГД течение жидкого натрия в тороидальном канале, решалась аналитически и исследовалась экспериментально применительно к проблеме МГД динамо [8, 9]. При этом в аналитическом подходе к решению для учета кривизны канала используется метод возмущений с разложением в ряд функций поля течения [8]. Однако эта задача слишком специфическая: тороидальный канал с жидким металлом вращается.

В настоящей работе предлагается более ясная и точная методика, базирующаяся на общих уравнениях (в обобщенной системе координат) [10, 11], а экспериментальные данные получены в потоке жидкого металла на основе локальных зондовых измерений. Поскольку авторами накоплен большой опыт работы на уникальных ртутных стендах [12, 13], существующих и построенных вновь в МЭИ и ОИВТ РАН, объединенных в единый комплекс исследований процессов гидродинамики и теплообмена в трубах и каналах систем охлаждения ядерных и термоядерных реакторов и установок, а также в исследовании МГД динамо и теплообмена при течении ртути, то возникла идея провести натурные эксперименты в изогнутой трубе и на практике проверить работоспособность предложенной расчетной методики. Вместе с тем эти испытания интересны сами по себе, так как ЖМ являются приемлемыми теплоносителями, но еще недостаточно изученными с позиций гидродинамики и теплообмена.

Трудности в обретении экспериментальной информации о ЖМ потоках связаны с высокой температурой плавления почти для всех металлов, кроме ртути. Поэтому имеющиеся в литературе данные измерений получены преимущественно на ртути. Их, используя методы подобия, можно переносить на другие теплоносители, например, на свинец и его сплавы. Свинцовый теплоноситель считается наиболее перспективным теплоносителем в ядерных реакторах нового поколения [14, 15], однако в среде ЖМ измерение локальной скорости затруднены. Непрозрачность, высокая плотность, электропроводность, существенная неизотермичность среды делают большинство методов измерения скорости, широко распространенных в диэлектрических средах, не применимыми в потоке ЖМ, тогда как в ртути (жидкой при комнатной температуре) широко практикуются зондовые методики. В последних используются микротермопарные датчики, позволяющие находить среднюю локальную скорость корреляционным методом [16]. Этот метод требует оснащения высокоточным скоростным измерительно-вычислительным оборудованием и современным программным обеспечением.

В настоящей работе приводятся результаты серии экспериментов по измерению профилей продольной компоненты скорости V_z . Благодаря конструкции датчика, состоящего из двух термопар, сняты подробные данные о потоке и построены поля осредненной скорости и температуры, а также интенсивности температурных пульсаций в сечении обогреваемой трубы, изогнутой по дуге.

2. Постановка задачи

Решается задача неизотермического течения ртути в трубе, имеющей внутренний диаметр $d = 19$ мм, толщину стенки 3 мм и длину $L = 100d$. В горизонтальной плоскости труба изогнута в виде кольца, радиус кривизны которого (по оси вращения трубы) составляет $R = 0.5$ м, а длина его половины меньше длины трубы (Рис. 1). Снаружи на трубу действует тепловой поток q_w , постоянный как по периметру сечения, так и по длине $L_q = 80d$. Участку обогрева предшествует участок гидродинамической стабилизации протяженностью $20d$. Вектор ускорения свободного падения g перпендикулярен плоскости кольца.

Труба встроена в контур стенда РК-3, находящегося в ОИВТ РАН (г. Москва) (Рис. 2). Стенд обеспечивает стабилизированный поток ртутного теплоносителя в диапазоне чисел $Re = 5000 \div 100000$. На трубе смонтирован нагреватель косвенного обогрева в виде нихромовой ленты (сечением 8×0.2 мм²), плотно намотанной на трубу. Нагреватель обеспечивает тепловой поток q_w до 35 кВт/м². С торца рабочего участка навстречу потоку вводится зонд рычажного типа [16] с корреляционным микротермопарным датчиком на конце. Зонд изготовлен из трубок и капилляров, телескопически набранных по его длине так, чтобы в поток вносились минимальные возмущения. Двухкоординатный механизм с приводом на шаговых двигателях позволяет перемещать датчик в любую точку в интересующем сечении потока. Две медь-константановые термопары датчика с толщиной спаев 0.1 мм расположены на расстоянии $l_{12} = 2.1$ мм друг от друга. Скорость определяется по среднему времени $\Delta\tau$,

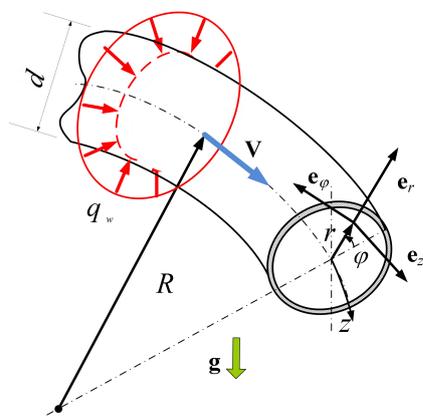


Рис. 1. Схема течения

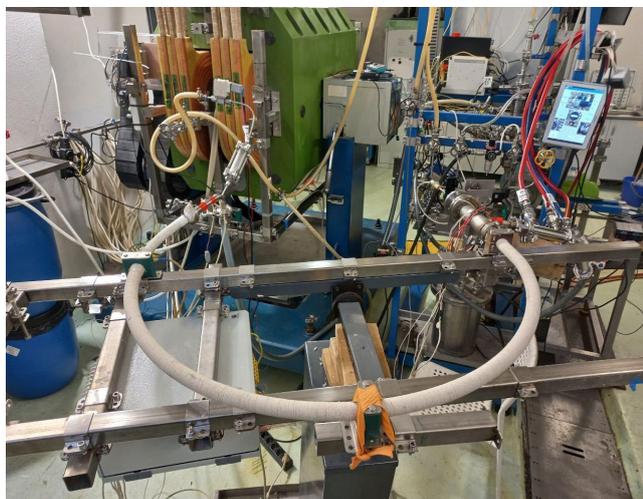


Рис. 2. Стенд РК-3 с кольцевой трубой

за которое температурное возмущение преодолевает путь между термопарами: $V_z = l_{12}/\Delta\tau$. Для этого снимаются осциллограммы с двух термопар с помощью скоростных мультиметров NI PXI-4072 и строится корреляционная функция двух сигналов согласно формуле:

$$R_{XY}(\tau) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \int_0^{t_0} T_1(t)T_2(t+\tau)dt.$$

Период реализации составляет $t_0 = 60$ с, а частота опроса — 10 кГц. Время $\Delta\tau$ определяется по сдвигу максимума корреляционной функции [16]. Первичная обработка сигналов осуществляется по программе, написанной в среде LabView.

Численное моделирование течения в криволинейной системе координат имеет преимущество перед моделированием в декартовой системе за счет простоты построения сетки — она по-прежнему строится подобно ЦСК, то есть для прямой трубы. Сетка остается структурированной, универсальной для разных радиусов кривизны R трубы, ее можно сгущать вблизи стенки. Координатные поверхности совпадают с границами раздела фаз, что упрощает задание граничных условий.

3. Система уравнений для расчета в кольцевой системе координат

Стационарное течение и теплообмен жидкого металла можно описать системой дифференциальных уравнений, включающей уравнение неразрывности, уравнения движения и энергии в векторном виде:

$$\mathbf{V} = 0, \tag{1}$$

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\nabla p + \nabla \cdot \mu \mathbf{V} + \rho \mathbf{f}, \tag{2}$$

$$\rho C_p (\mathbf{V} \cdot \nabla)T = \nabla \cdot \lambda \nabla T. \tag{3}$$

Здесь приняты обозначения: ρ — плотность; p — давление; μ — динамический коэффициент вязкости; λ — теплопроводность; C_p — теплоемкость среды; \mathbf{f} — вектор массовых сил (сил плавучести в данной задаче). В уравнении (3) не учитывается вязкая диссипация. Уравнения в тензорной форме и обобщенной системе координат содержит статья [5] с подробной расшифровкой и выводом всех слагаемых.

В кольцевой системе, как и в цилиндрической, базис ортогональный и отличается переменной длиной базисного вектора \mathbf{e}_z : $|\mathbf{e}_z| = 1/(1+(r/R)\cos\varphi)$. Для сокращения записи формул введен параметр A : $A = 1 + (r/R)\cos\varphi$. Окончательные уравнения в кольцевой системе координат [5] отличаются по форме от уравнений в ЦСК наличием добавочных слагаемых, в которые входит радиус кривизны R (параметр A). Так, в уравнении неразрывности (1) слева добавляется слагаемое:

$$\frac{1}{AR} \left(V^r \cos\varphi - V^\varphi \sin\varphi + r \frac{\partial V^z}{\partial z} \cos\varphi \right). \tag{4}$$

В левой (конвективной) части трех уравнений для проекций импульса (2) появляются члены:

$$i=1: \quad \left(\frac{1}{A} - 1 \right) V^z \frac{\partial V^r}{\partial z} - \frac{\cos\varphi}{AR} (V^z)^2, \tag{5}$$

$$i=2: \quad \left(\frac{1}{A} - 1 \right) V^z \frac{\partial V^\varphi}{\partial z} + \frac{\sin\varphi}{AR} (V^z)^2, \tag{6}$$

$$i=3: \quad \left(\frac{1}{A} - 1 \right) V^z \frac{\partial V^z}{\partial z} + \frac{V^z}{AR} (V^r \cos\varphi - V^\varphi \sin\varphi). \tag{7}$$

В (5)–(7) первые слагаемые связаны с изменением модуля базисного вектора \mathbf{e}_z , вторые представляют собой добавочные компоненты инерционных сил, возникающих в кольцевой системе координат, а именно центробежная и кориолисова силы. Эти силы компенсируются градиентом давления, добавочный член которого в правой части уравнения для проекции импульса (2) имеет вид:

$$i=3: \quad -\left(\frac{1}{A} - 1 \right) \frac{\partial p}{\partial z}. \tag{8}$$

Уравнение сохранения энергии (3) в левой (конвективной) части получает только одно слагаемое:

$$\left(\frac{1}{A} - 1 \right) V^z \frac{\partial T}{\partial z}. \tag{9}$$

Дополнения (5)–(9) вносят наиболее существенный вклад в уравнения.

Ниже приводятся добавочные члены из правых частей уравнений движения (2) для компонент силы вязкости $\mu g^{km}(V_{,m}^i)_{,k}$; коэффициент μ внесен под знак производной для последующего перехода к безразмерным уравнениям — уравнениям Рейнольдса:

$$i=1: \left(\frac{1}{A^2}-1\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial V^r}{\partial z}\right)-\frac{\cos\varphi}{RA^2}\left(\frac{\partial(\mu V^z)}{\partial z}+\mu\frac{\partial V^z}{\partial z}\right)+\frac{\mu}{RA}\left(\frac{\partial V^r}{\partial r}\cos\varphi+\left(\frac{V^\varphi}{r}-\frac{1}{r}\frac{\partial V^r}{\partial\varphi}\right)\sin\varphi\right)-\frac{\mu\cos\varphi}{R^2A^2}(V^r\cos\varphi-V^\varphi\sin\varphi), \quad (10)$$

$$i=2: \left(\frac{1}{A^2}-1\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial V^\varphi}{\partial z}\right)+\frac{\sin\varphi}{RA^2}\left(\frac{\partial(\mu V^z)}{\partial z}+\mu\frac{\partial V^z}{\partial z}\right)+\frac{\mu}{RA}\left(\frac{\partial V^\varphi}{\partial r}\cos\varphi-\left(\frac{V^r}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial V^\varphi}{\partial\varphi}\right)\sin\varphi\right)+\frac{\mu\sin\varphi}{R^2A^2}(V^r\cos\varphi-V^\varphi\sin\varphi), \quad (11)$$

$$i=3: \left(\frac{1}{A^2}-1\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial V^z}{\partial z}\right)+\frac{1}{RA^2}\left(\frac{\partial}{\partial z}(\mu(V^r\cos\varphi-V^\varphi\sin\varphi))+\mu\frac{\partial}{\partial z}(V^r\cos\varphi-V^\varphi\sin\varphi)\right)+\frac{\mu}{RA}\left(\frac{\partial V^z}{\partial r}\cos\varphi-\frac{1}{r}\frac{\partial V^z}{\partial\varphi}\sin\varphi\right)-\frac{\mu}{R^2A^2}V^z. \quad (12)$$

В уравнении сохранения энергии (3) справа появляются новые слагаемые:

$$\left(\frac{1}{A^2}-1\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\frac{\lambda}{RA}\left(\frac{\partial T}{\partial r}\cos\varphi-\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial\varphi}\sin\varphi\right). \quad (13)$$

При использовании двухпараметрической модели турбулентности, например $(k-\varepsilon)$ [17], в кольцевой системе координат уравнения ЦСК также нужно дополнить новыми слагаемыми. Поскольку уравнения сохранения для скалярных величин k и ε по типу похожи на уравнения сохранения энергии (3), то и добавочные члены можно записать в виде, аналогичном (9) и (13). Таким образом, в левой (конвективной) части уравнений для $f = \{k, \varepsilon\}$ добавится только по одному слагаемому:

$$\left(\frac{1}{A^2}-1\right)V^z\frac{\partial f}{\partial z}. \quad (14)$$

В правых же частях уравнений новые члены содержат слагаемых значительно больше:

$$\left(\frac{1}{A^2}-1\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial f}{\partial z}\right)+\frac{\mu}{RA}\left(\frac{\partial f}{\partial r}\cos\varphi-\frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial\varphi}\sin\varphi\right). \quad (15)$$

В уравнениях $(k-\varepsilon)$ модели в слагаемых, обуславливаемых «генерацией» турбулентности [17], тоже появляются дополнительные члены, связанные с кривизной, но в данной работе они в расчет не принимаются.

Большое число добавочных слагаемых в диффузионных уравнениях не должно смущать. Многие из них в практических задачах (при A , близком к 1) очень малы и ими можно пренебречь. Например, слагаемые, в которые входит производная по длине трубы $\partial/\partial z$, заметно отличны от нуля только на начальном (гидродинамическом/термическом) участке. В турбулентных потоках начальные участки (длиной 5–10 калибров) малы по сравнению с участками стабилизации (50–100 калибров и более). Конечно же в кольцевой системе координат, как и в ЦСК, в дополнительных слагаемых присутствуют члены с множителем $1/r$. Поэтому в ячейках расчетной сетки, примыкающих к центру кольцевой области, надо принимать такой алгоритм осреднения по их объему, чтобы исключить деление на нуль.

4. Численный расчет

Уравнения (1)–(3) для вычислений приводились к безразмерному виду:

– уравнение движения

$$(\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{V}=-\nabla p^*+\frac{1}{\text{Re}}(\nabla\cdot(1+\varepsilon_t)\nabla\mathbf{V})+\frac{Gr}{\text{Re}^2}\Theta g^*; \quad (16)$$

– уравнение энергии

$$(\mathbf{V}\cdot\nabla)\Theta=\frac{1}{\text{Pe}}\left(1+\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t}\varepsilon_t\right)\Theta. \quad (17)$$

Здесь p^* — динамическое давление, отнесенное к масштабу ρV_0^2 ; ε_t — коэффициент турбулентной вязкости; $\text{Re} = V_0 d / \nu$ — число Рейнольдса; $\text{Gr}_q = (g \beta q_w d^4 / \nu^2)$ — число Грасгофа; Pr — число Прандтля; $\text{Pr}_t = \varepsilon_t / \varepsilon_q$ — турбулентное число Прандтля; $\Theta = (T - T_0) / (q_w d / \lambda)$ — безразмерная разность температуры; $\text{Pe} = \text{RePr}$ — число Пекле. В этих выражениях $\mathbf{g}^* = \mathbf{g} / g$ есть безразмерный вектор силы тяжести, где g — ускорение свободного падения; ν — кинематический коэффициент вязкости; λ — теплопроводность; β — коэффициент термического

расширения; q_w — плотность теплового потока на стенке внутренней трубы; ε_q — коэффициент турбулентного переноса тепла; T — температура жидкости; T_0 — температура на входе в трубу. Масштаб для координат r и z принимался равным внутреннему диаметру трубы $d = 2r_0$. Компоненты вектора скорости \mathbf{V} относились к средней по сечению канала скорости V_0 .

На входе в трубу профиль скорости считался единичным: $|\mathbf{V}| = 1$, а безразмерная температура нулевой: $\Theta = 0$. На выходе из канала обеспечивалось условие постоянства расхода, а температура определялась из условия теплового баланса. Тепловой поток на внутренней стороне стенки в безразмерном виде задавался выражением: $q_w^* = 1/Pe(\partial\Theta/\partial R)_w = -1/Pe$. Участку обогрева длиной $80d$ предшествовал участок гидродинамической стабилизации $20d$. Турбулентное число Прандтля принималось равным $Pr_t = 1$.

Расчетная сетка внутри трубы имела, соответственно, размеры $N_r \times N_\varphi \times N_z = 50 \times 50 \times 450$ и вблизи стенок густалась. На толщину стенки из нержавеющей стали приходилось еще 5 ячеек.

Система уравнений (16), (17) в совокупности с уравнением неразрывности (1) решалась методом контрольного объема в открытом коде ANES20XE [18], предназначенном для численного моделирования процессов гидродинамики и теплообмена. Для коэффициента турбулентной вязкости ε_t использовалась модель $(k-\varepsilon)$ с пристеночными функциями [17]. Учитываемые дополнительные слагаемые вводились в расчет системы дифференциальных уравнений в виде функций источниковых членов.

В расчетах учитывалось также влияние сил плавучести, возникающих при свободной конвекции, определяемых числами Грасгофа: $Gr_q = (0.34 \div 0.7) \cdot 10^8$, что соответствовало двум значениям q_w , кВт/м²: 15 и 30.

Варьирование размеров сетки в сторону уменьшения или увеличения в 1.5 раза приводило к изменениям расчетных величин скорости не более, чем на 0.5%.

5. Результаты численного и натурального экспериментов

Рассмотрим режим течения с числом Рейнольдса $Re = 35000$ обогревом с $q_w = 15$ кВт/м² ($Gr_q = 0.35 \cdot 10^8$). Исследуемое сечение трубы удалено от входа в зону обогрева на расстояние $z = 76d$. На рисунке 3 представлены поля продольной компоненты скорости V^z (Рис. 3а, б), безразмерной разности температуры Θ (Рис. 3в, г), векторное поле вторичных течений (V^r, V^φ) (Рис. 3д) и поле безразмерной интенсивности пульсаций температуры $\sigma^* = \sigma/(qd/\lambda)$ (Рис. 3е), σ^2 — дисперсия. Поток находится в поле центробежной силы, действующей в горизонтальной плоскости, и прижимающей поток к периферии, то есть к стенке. Это приводит в поперечном сечении к появлению вторичных течений в виде двух симметричных вихрей с осями, параллельными оси трубы (см. Рис. 3д). При этом исчезает осевая симметрия полей осредненных скорости и температуры, о чем свидетельствуют профили на рисунках 4 и 5, построенные по горизонтальной (X) и вертикальной (Y) осям, а распределение температуры стенки (Рис. 6) становится неоднородным по периметру сечения с минимумом и максимумом вблизи угла φ , равного 0 и 180.

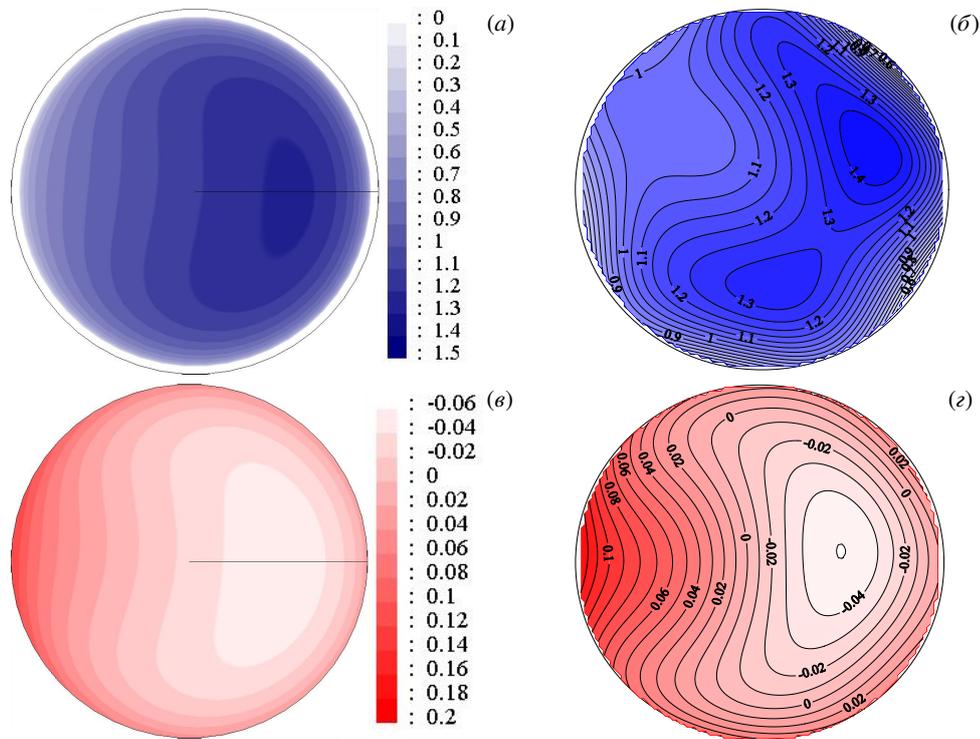


Рис. 3. Поля безразмерной продольной компоненты скорости V^z (а, б), безразмерной разности температуры Θ (в, г), векторное поле вторичных течений (V^r, V^φ) (д), поле безразмерной интенсивности пульсаций σ^* (е) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 35000$ и $q_w = 15$ кВт/м² ($Gr_q = 0.35 \cdot 10^8$); расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) данные

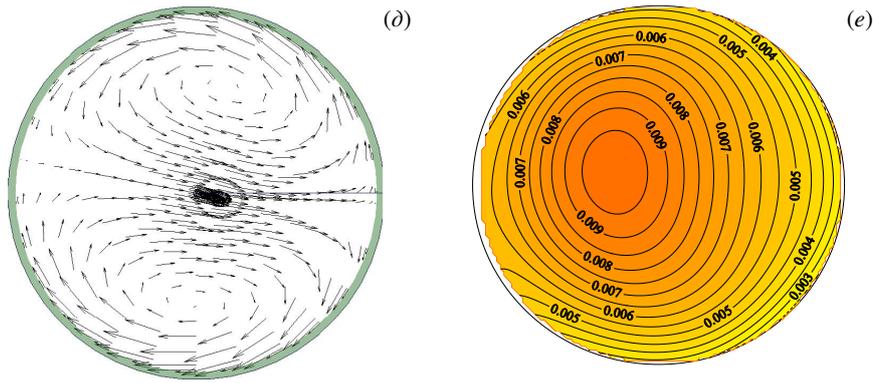


Рис. 3. Продолжение

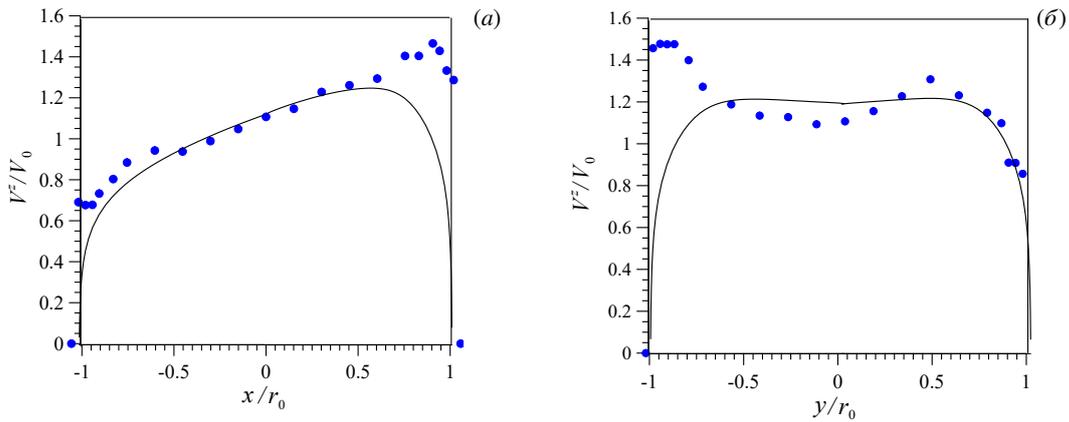


Рис. 4. Профили безразмерной продольной скорости V^z по оси X (а) и по оси Y (б) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 35000$, $q_w = 15 \text{ кВт/м}^2$; линии – расчет, точки – эксперимент

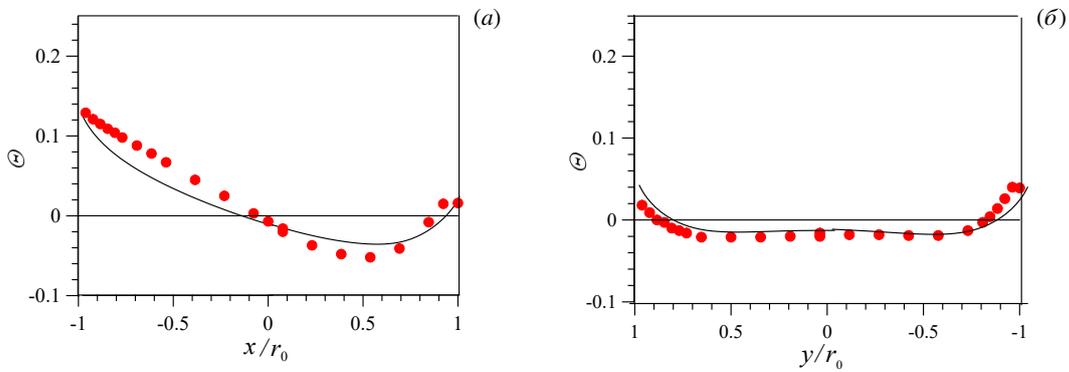


Рис. 5. Профили безразмерной температуры Θ по оси X (а) и по оси Y (б) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 35000$, $q_w = 15 \text{ кВт/м}^2$; линии – расчет, точки – эксперимент

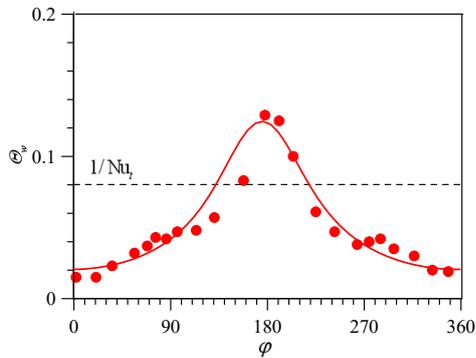


Рис. 6. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_w^s по периметру в сечении $z/d = 76$ при $Re = 35000$, $q_w = 15 \text{ кВт/м}^2$; линии – расчет, точки – эксперимент; горизонтальная штриховая линия – теоретическое значение безразмерной температуры стенки

На рисунках, кроме данных, полученных путем моделирования, для сравнения представлены результаты опытов. Рассчитанные профили скорости удовлетворительно согласуются с измеренными, если учитывать относительную погрешность измерений, которая оценивалась в пределе 7%.

Следует отметить, что метод измерения плохо показывает себя около стенки вследствие принципиальных трудностей: вблизи стенки, в отличие от ядра потока, не выполняется гипотеза «замороженной» турбулентности, на чем, собственно, и основан корреляционный метод измерения [16]. Совпадение оказывается лучшим у данных по температуре: расчетные и опытные профили и поля хорошо согласуются между собой как количественно, так и качественно.

Данные по локальной теплоотдаче на рисунке б обладают наибольшей практической значимостью, а совпадение максимума и минимума подтверждает адекватность расчетной модели. Горизонтальной линией показано теоретическое значение безразмерной температуры стенки $\Theta_w = 1/Nu_t$ при развитом турбулентном течении в прямой трубе, применимой для ЖМ теплоносителей. Турбулентное число Нуссельта рассчитывается по формуле Лайона: $Nu_t = 7 + 0.025Re^{0.8}$ [19]. Как видно, в изогнутой трубе локальные характеристики теплоотдачи далеки как от средних значений по периметру сечения, так и от теоретических для прямых труб.

В представленном выше режиме течения влияние гравитации, то есть сил плавучести, на поток незначительно. Рассмотрим далее такой режим, при котором проявление этих сил велико. Оценить, насколько сильны эффекты плавучести по сравнению с инерционными силами в потоке, помогает число Ричардсона $Ri = Gr/Re^2$. С ростом плотности теплового потока на стенке (Gr), либо со снижением числа Рейнольдса число Ричардсона увеличивается. Так, $Re = 35000$ соответствует $Ri = 0.06$. Ниже приводятся данные, полученные в режиме с меньшим числом Рейнольдса ($Re = 20000$) и большей плотностью теплового потока ($q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$), которым отвечает $Ri = 0.18$.

На рисунках 7–10 показаны поля и профили безразмерных продольной скорости и температуры, структура вторичных течений и интенсивности пульсаций температуры в присутствии сил плавучести. Как известно [20, 21], под влиянием сил плавучести при тчении в горизонтальной обогреваемой трубе в потоке тоже появляются два симметричных вихря с осями, параллельными оси трубы. В поперечном сечении трубы конфигурация вторичных течений, вызванных центробежными и термогравитационными силами, аналогична, с той лишь разницей, что плоскости их поперечной симметрии в этих случаях перпендикулярны друг другу. Картины вторичных течений и воздействие последних на поля скорости, температуры и характеристики теплоотдачи авторами статьи получены также в экспериментах на горизонтальных прямых трубах [20, 21]. Результаты для Re , равных 20000 и 35000, в общем аналогичны, за одним исключением: в кольцевой трубе конкуренция сил различной природы — инерционных и термогравитационных — приводит к повороту картины вторичных течений относительно вертикальной или горизонтальной оси (Рис. 7д). Соответственно положение максимумов и минимумов скорости и температуры также смещаются по углу в поперечном сечении трубы.

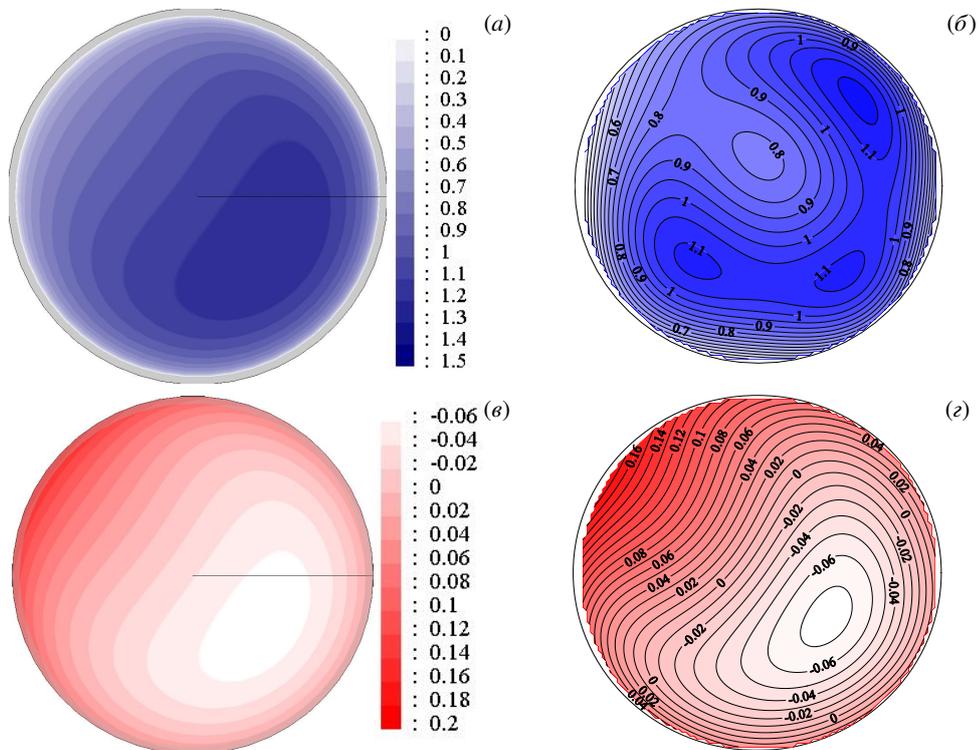


Рис. 7. Поля безразмерной продольной компоненты скорости V^z (а, б), безразмерной разности температур Θ (в, г), векторное поле вторичных течений (д) и поля безразмерной интенсивности пульсаций температуры σ^* (е) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 20000$ и $q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$ ($Gr_q = 0.7 \cdot 10^8$); расчетные данные (а, в, д), опытные – (б, г, е)

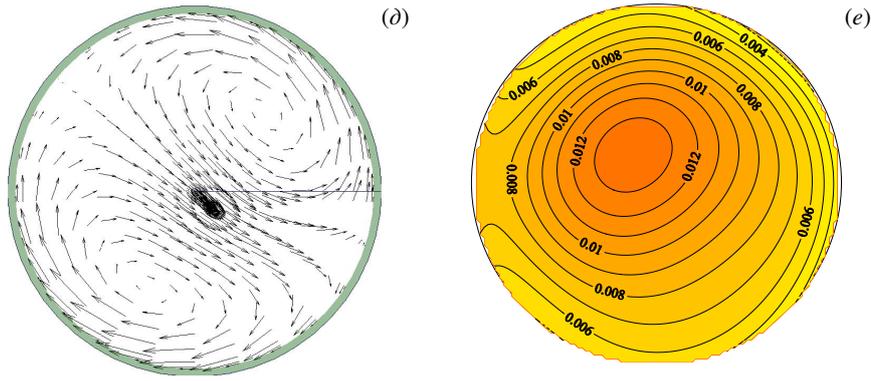


Рис. 7. Продолжение

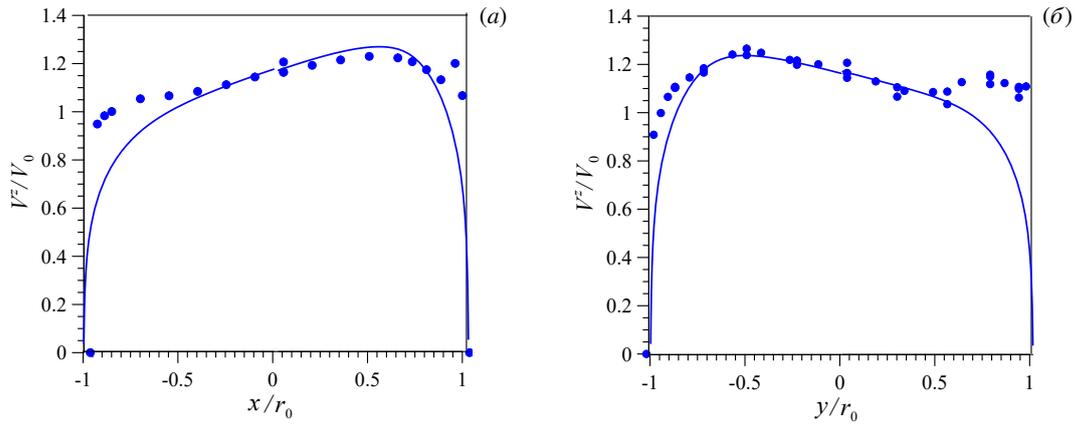


Рис. 8. Профили безразмерной продольной скорости V^z по оси X (а) и по оси Y (б) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 20000$ и $q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$; линии – расчет, точки – эксперимент

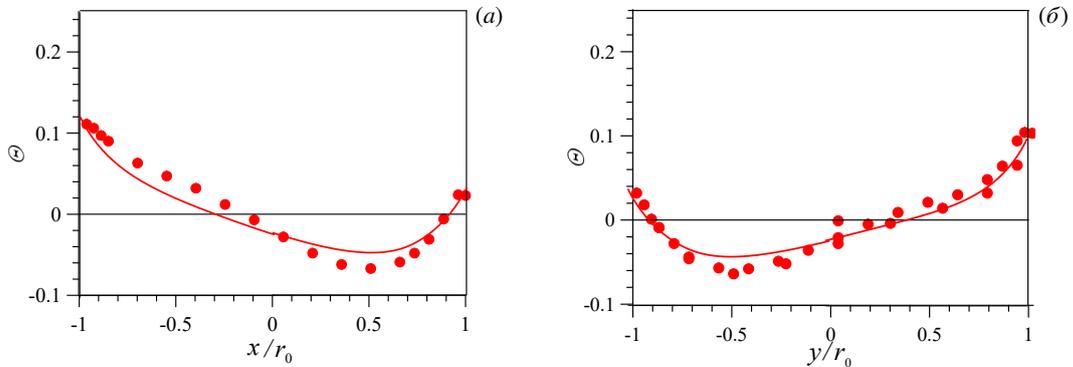


Рис. 9. Профили безразмерной температуры Θ по оси X (а) и по оси Y (б) в сечении $z/d = 76$ при $Re = 20000$ и $q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$; линии – расчет, точки – эксперимент

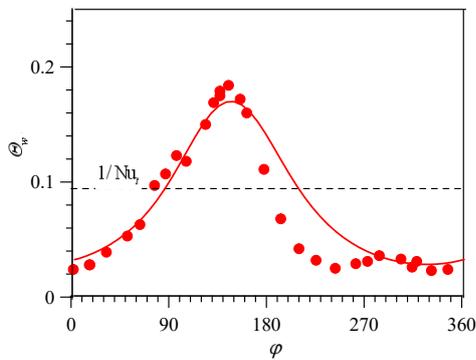


Рис. 10. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_w по периметру в сечении $z/d = 76$ при $Re = 20000$, $q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$: линии – расчет, точки – эксперимент; горизонтальная штриховая линия – теоретическое значение безразмерной температуры стенки

На рисунке 8б совпадение профилей скорости удовлетворительное, за исключением точек вблизи стенки, что может быть связано с методическими трудностями проведения эксперимента и, возможно, с недостатками методики расчета. Во-первых, модель турбулентности, которая является полуэмпирической, а не универсальной. Во-вторых, в расчеты заложено граничное условие нулевой скорости на стенке. Имеют место сомнения в справедливости гипотезы прилипания ртути при течении в трубе, которые вызваны тем фактом, что снижение скорости потока вблизи и непосредственно при касании датчиком стенки не наблюдается. Тем не менее, совпадение температурных данных хорошее, что связано с особенностями ЖМ теплоносителей: теплообменные характеристики мало чувствительны к гидродинамическим, то есть изменение профиля скорости почти не сказывается на профилях температуры, характерными для теплоносителей с малыми числами Прандтля [19].

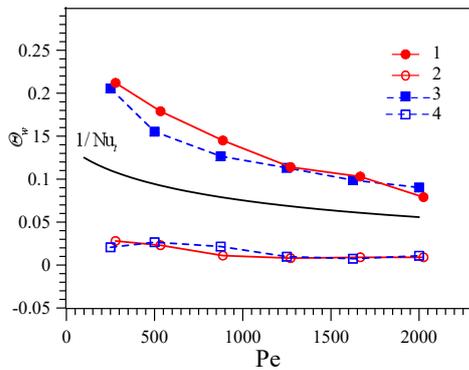


Рис. 11. Зависимость безразмерной максимальной (линии 1, 3) и минимальной (2, 4) температуры на стенке трубы Θ_w в сечении $z/d = 76$ при $q_w = 30 \text{ кВт/м}^2$: — эксперимент (1, 2) расчет (3, 4)

следствие как закрутки потока, так и влияния свободной (термогравитационной) конвекции, свойственной теплообмену в трубах. Этот факт требуется учитывать и в теплогидравлических, и в прочностных расчетах. Возникающие в изогнутых трубах дополнительные напряжения могут привести к деформации, к усталостному разрушению термонагруженных стенок труб в реальных теплообменных устройствах.

6. Заключение

Анализ полученных результатов позволяет сделать выводы.

Впервые проведены численные и экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена при неизотермическом течении жидкого металла (ртути) в горизонтальном участке кольцевой трубы с внутренним диаметром 19 мм, длиной около 100 калибров, имеющей изгиб радиуса 0.5 м. Расчеты и эксперименты проведены в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 11000 \div 80000$ и обогрева с $q_w = 10 \div 30 \text{ кВт/м}^2$ ($Gr_q = (0.2 \div 0.7) \cdot 10^8$).

Задача решалась численно в дифференциальной постановке, включающей уравнения сохранения массы, импульса и энергии, записанные в кольцевой системе координат для условий, соответствующих эксперименту. При выводе уравнений за основу взята система уравнений в цилиндрической системе координат, в которую для учета перехода к кольцевым координатам введены добавочные слагаемые в виде источниковых членов, построенных авторами ранее (см. статью [5]).

Для реализации использован наиболее общий метод, позволяющий получить точное решение задачи на основе уравнений, представленных в тензорном виде в обобщенной криволинейной системе координат. В отличие от других методов, также прибегающих к преобразованиям координат, например, декартовой системы в криволинейную, и теряющих при этом некоторые слагаемые, данный метод таких недостатков не имеет. При этом геометрия расчетной области при переходе к изогнутой трубе не меняется — это прямая труба. В численном решении для описания турбулентности применялась модель $(k-\varepsilon)$ с пристеночными функциями.

В экспериментах использовался зонд с микротермопарным датчиком на конце. Зонд одновременно измерял профиль и поле средней продольной скорости корреляционным методом и осредненную температуру в поперечном сечении трубы, удаленном от входа и находящемся в области стабилизированного теплообмена.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало удовлетворительное совпадение по профилям скорости и хорошее — по распределению температуры в потоке. Обнаружено влияние двух факторов на течение и теплообмен ЖМ при кольцевом изгибе трубы — инерционных центробежных и термогравитационных сил: в их присутствии нарушается осевая симметрия потока и наблюдается сильная неоднородность в распределении температуры стенки по периметру сечения трубы.

Результаты сравнения расчета и эксперимента подтверждают работоспособность метода расчета в кольцевой системе координат. Преимущество предложенной методики заключается в простоте описания геометрии расчетной области, поскольку появляется возможность использовать структурированную расчетную сетку. Упрощается задание граничных условий (границы расчетной области проходят по координатным поверхностям), изменение геометрии задается только одним параметром (радиусом изгиба), удобным становится вывод результатов для

анализа и последующей обработки. Все это существенно экономит вычислительные ресурсы, сокращает время расчета и способствует получению более надежных расчетных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг., исполнители Лучинкин Н.А., Разуванов Н.Г. (Государственное задание № 075-00269-25-00) и Полянская О.Н. (Государственное задание № FSWF-2023-0017, Соглашение № 075-03-2023-383 от 18 января 2023 г.).

Литература

1. Митрофанова О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. 288 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. СПб.: Лань, 2004. 528 с.
4. Разуванов Н.Г. Решение задачи конвективного теплообмена в винтовой системе координат // Вычислительная механика сплошных сред. 2018. Т. 11, № 2. С. 175–184. DOI: 10.7242/1999-6691/2018.11.2.14
5. Разуванов Н.Г., Белавина Е.А., Полянская О.Н., Беляев И.А. Решение задачи конвективного теплообмена в кольцевой трубе в криволинейной системе координат // Теплоэнергетика. 2022. № 8. С. 39–49. DOI: 10.56304/S0040363622080070
6. Naphon P., Wongwiset S. A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2006. Vol. 10. P. 463–490. DOI: 10.1016/j.rser.2004.09.014
7. Berger S.A., Talbot L., Yao L.S. Flow in Curved Pipes // Annual Review of Fluid Mechanics. 1983. Vol. 15. P. 461–512. DOI: 10.1146/annurev.fl.15.010183.002333
8. Churin A., Stepanov R. Full perturbation solution for the flow in a rotating torus // Physical Review E. 2008. Vol. 77, no. 5. 057301. DOI: 10.1103/PhysRevE.77.057301
9. Frick P., Noskov V., Denisov S., Khripchenko S., Sokoloff D., Stepanov R., Sukhanovsky A. Non-stationary screw flow in a toroidal channel: Way to a laboratory dynamo experiment // Magnetohydrodynamics. 2002. Vol. 38, no. 1/2. P. 143–162.
10. Борисенко А.И., Тарапов И.Е. Векторный анализ и начала тензорного исчисления. М.: Высшая школа, 1966. 252 с.
11. Danielson D.A. Vectors and Tensors in Engineering and Physics. CRC Press, 2003. 292 p. DOI: 10.1201/9780429502774
12. Лучинкин Н.А., Разуванов Н.Г., Беляев И.А., Свиридов В.Г. Теплообмен в жидком металле при подъемном течении в трубе в поперечном магнитном поле // Теплофизика высоких температур. 2020. № 3. С. 426–436. DOI: 10.31857/S0040364420030126
13. 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 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2003. № 4. С. 35–44.
14. Абрамов А.В., Зяблицкий А.Н., Колесников П.А., Лапаксин А.А., Науменко М.Ю., Никитин О.А., Силаев В.А., Таусенев В.В., Юдов А.Г. Экспериментальное обоснование безопасности реакторной установки БРЕСТ-ОД-300 при разгерметизации теплообменных труб // Труды III Международной научно-технической конференции «Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики». Т. 1. Москва, 2014. С. 12.
15. Семченков А.А., Чеков М.Е., Васильев С.В., Кузьминов Ю.С. Парогенератор РУ БРЕСТ-ОД-300: расчетно-экспериментальное обоснование // Труды IV Международной научно-технической конференции «Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики». Т. 2. Москва, 2016. С. 559–566.
16. Беляев И.А., Бирюков Д.А., Пятницкая Н.Ю., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В., Свиридов В.Г. Техника сканирующих зондовых измерений полей температуры в потоке жидкости // Теплоэнергетика. 2019. № 6. С. 5–16. DOI: 10.1134/S0040363619060018
17. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений. СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2001. 108 с.
18. Артемов В.И., Яньков Г.Г., Карпов В.Е., Макаров М.В. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // Теплоэнергетика. 2000. № 7. С. 52–59.
19. Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. М.: Изд-во МЭИ, 2001. 196 с.
20. Генин Л.Г., Жилин В.Г., Свиридов В.Г., Ивочкин Ю.П., Разуванов Н.Г., Иванова О.Н. Исследование МГД-теплообмена при течении жидкого металла в поперечном магнитном поле применительно к термоядерному реактору // Теплоэнергетика. 2003. № 3. С. 37–41.
21. Genin L.G., Listratov Y.I., Razuvanov N.G., Ryzhkova S.A., Sviridov V.G. Influence of Secondary Vortices of Thermogravitational Convection on the Liquid Metal Heat Exchange in a Horizontal Tube in a Magnetic Field // Heat Transfer Research. 2006. Vol. 37, no. 8. P. 691–706. DOI: 10.1615/HeatTransRes.v37.i8.50

Сведения об авторах:

Разуванов Никита Георгиевич, дтн, снс, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), 111116, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2; e-mail: nikita.razuvanov@mail.ru; ORCID: 0009-0009-5634-8691

Полянская Ольга Николаевна (корр.), ктн, ст. преп., Национальный исследовательский университет «МЭИ» (НИУ «МЭИ»), 111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14; e-mail: treize@bk.ru; ORCID: 0009-0005-5073-770X

Лучинкин Никита Андреевич, ктн, мнс, ОИВТ РАН; e-mail: luchinkina@yandex.ru; ORCID: 0009-0001-2656-1581

Research article

Numerical and experimental simulation of convective heat transfer in a liquid metal flow in an annular pipe

N.G. Razuvanov^{1,2}, O.N. Polyanskaya¹, N.A. Luchinkin²

¹ National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, Russian Federation

² Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russian Federation

Numerical simulation was performed to study the hydrodynamics and heat transfer characteristics of a curved pipe. The section of a uniformly heated pipe with a ratio of the bend radius to the pipe's inner diameter being equal to 25 is considered. The differential conservation equations of a moving continuous medium are formulated in a curvilinear coordinate system. The system of equations for a cylindrical coordinate system, which includes additional terms that arise in the ring coordinate system, is taken as a basis. The problem's geometry remains unchanged; it is still a straight pipe in cylindrical coordinates. In the simulation, a structured computational grid is used, and the influence of thermogravitational convection is considered. Experimental studies were carried out to investigate heat transfer in a liquid metal flow in a curved pipe with an inner diameter of 19 mm and a bend radius of 0.5 m. The experiments were conducted on a mercury loop at JIHT RAS in the range of the Reynolds number between 11,000 and 80,000 and at different heat loads. A probe with a correlation sensor that consists of two micro-thermopairs was used. The developed mechanism permits continuous movement of the probe in the pipe's section, which is at a distance of 76 calibers to the heating zone. In the section placed in the stabilized region of the non-isothermal turbulent flow, the averaged velocity and temperature fields were measured in detail. The parameters, presented in dimensionless form, are compared with similar numerical simulation results. It was found that inertial and gravitational forces have a strong influence on the velocity and temperature profiles of the flow, which results in significant heterogeneity in the distribution of the wall temperature around the perimeter of the considered section of the pipe. The comparison shows good agreement between experimental and calculated data.

Keywords: toroidal coordinate system, differential conservation equations, hydrodynamics, heat transfer, liquid metals, heat transfer coefficient, flow in a curved pipe

Received: 02.07.2024 / **Published online:** 10.04.2025

References

1. *Mitrofanova O.V.* Hidrodinamika i teploobmen zakruchennykh potokov v kanalakh yaderno-energeticheskikh ustanovok. Moscow: Fizmatlit, 2010. 288 p.
2. *Loytsyanskiy L.G.* Mekhanika zhidkosti i gaza. Moscow: Drofa, 2003. 840 p.
3. *Sedov L.I.* Mekhanika splashnoy sredy. Vol. 1. Saint Petersburg: Lan', 2004. 528 p.
4. *Razuvanov N.G.* Solution of the convective heat transfer problem in a screw coordinate system. *Computational Continuum Mechanics*. 2018. Vol. 11, no. 2. P. 175–184. DOI: 10.7242/1999-6691/2018.11.2.14
5. *Razuvanov N.G., Belavina E.A., Polyanskaya O.N., Belayev I.A.* Solution to the Problem of Convective Heat Transfer in a Toroidal Channel Using a Curvilinear Coordinate System. *Thermal Engineering*. 2022. Vol. 69. P. 585–595. DOI: 10.1134/S0040601522080079
6. *Naphon P., Wongwises S.* A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2006. Vol. 10. P. 463–490. DOI: 10.1016/j.rser.2004.09.014
7. *Berger S.A., Talbot L., Yao L.S.* Flow in Curved Pipes. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1983. Vol. 15. P. 461–512. DOI: 10.1146/annurev.fl.15.010183.002333
8. *Chupin A., Stepanov R.* Full perturbation solution for the flow in a rotating torus. *Physical Review E*. 2008. Vol. 77, no. 5. 057301. DOI: 10.1103/PhysRevE.77.057301
9. *Frick P., Noskov V., Denisov S., Khripchenko S., Sokoloff D., Stepanov R., Sukhanovsky A.* Non-stationary screw flow in a toroidal channel: Way to a laboratory dynamo experiment. *Magnetohydrodynamics*. 2002. Vol. 38, no. 1/2. P. 143–162.
10. *Borisenko A.I., Tarapov I.E.* Vektorny analiz i nachala tenzornogo ischisleniya. Moscow: Vysshaya shkola, 1966. 252 p.
11. *Danielson D.A.* Vectors and Tensors in Engineering and Physics. CRC Press, 2003. 292 p. DOI: 10.1201/9780429502774
12. *Luchinkin N.A., Razuvanov N.G., Belyaev I.A., Sviridov V.G.* Heat Transfer in Liquid Metal at an Upward Flow in a Pipe in Transverse Magnetic Field. *High Temperature*. 2020. Vol. 58. P. 400–409. DOI: 10.1134/S0018151X20030128
13. *Genin L.G., Listratov I.A., Sviridov V.G., Zhilin V.G., Ivochkin Y.P., Razuvanov N.G.* MHD heat transfer investigation for a liquid metal flow. *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Thermonuclear Fusion*. 2003. No. 4. P. 35–44.
14. *Abramov A.V., Zyablitskikh A.N., Kolesnikov P.A., Lapaksin A.A., Naumenko M.Y., Nikitin O.A., Silayev V.A., Tausenev V.V., Yudov A.G.* Eksperimental'noye obosnovaniye bezopasnosti reaktornoy ustanovki BREST-OD-300 pri razgermetizatsii teploobmennyykh trub. 3d International Scientific and Technical Conference on Innovative projects and technologies of nuclear energy. Vol. 1. Moscow. P. 12.
15. *Semchenkov A.A., Chekov M.E., Vasil'yev S.V., Kuz'minov Y.S.* Parogenerator RU BREST-OD-300: raschetno-eksperimental'noye obosnovaniye. IV International Scientific and Technical Conference "Innovative Projects and Technologies of Nuclear Energy". Vol. 2. Moscow, 2016. P. 559–566.

16. *Belyaev I.A., Biryukov D.A., Pyatnitskaya N.Y., Razuvanov N.G., Sviridov E.V., Sviridov V.G.* A Technique for Scanning Probe Measurement of Temperature Fields in a Liquid Flow. *Thermal Engineering*. 2019. Vol. 66. P. 377–387. DOI: 10.1134/S0040601519060016
17. *Belov I.A., Isayev S.A.* Modelirovaniye turbulentnykh techeniy. Saint Petersburg: Baltic State Technical University, 2001. 108 p.
18. *Artemov V.I., Yan'kov G.G., Karpov V.E., Makarov M.V.* Numerical simulation of processes of heat-and-mass transfer in items of heat and power equipment. *Thermal Engineering*. 2000. Vol. 47, no. 7. P. 632–640.
19. *Genin L.G., Sviridov V.G.* Gidrodinamika i teploobmen MGD-techeniy v kanalakh. Moscow: Moscow Power Engineering Institute, 2001. 196 p.
20. *Genin L.G., Sviridov V.G., Ivanova O.N., Zhilin V.G., Ivochkin Y.P., Razuvanov N.G.* An investigation of MHD heat transfer under a flow of liquid metal in a transverse magnetic field as applied to a thermonuclear reactor. *Thermal Engineering*. 2003. Vol. 50, no. 3. P. 213–218.
21. *Genin L.G., Listratov Y.I., Razuvanov N.G., Ryzhkova S.A., Sviridov V.G.* Influence of Secondary Vortices of Thermogravitational Convection on the Liquid Metal Heat Exchange in a Horizontal Tube in a Magnetic Field. *Heat Transfer Research*. 2006. Vol. 37, no. 8. P. 691–706. DOI: 10.1615/HeatTransRes.v37.i8.50