ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ LES СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ РТУТИ ПРИ ОПУСКНОМ ТЕЧЕНИИ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНО ОБОГРЕВАЕМОЙ ТРУБЕ В СОПРЯЖЕННОЙ ПОСТАНОВКЕ¹

© 2022 г. В. И. Артемов^а, М. В. Макаров^{а, *}, Г. Г. Яньков^а, К. Б. Минко^а

^аНациональный исследовательский университет "Московский энергетический институт", Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия *e-mail: makarovmv2000@yandex.ru Поступила в редакцию 19.02.2022 г. После доработки 14.04.2022 г.

Принята к публикации 28.04.2022 г.

Исследование гидродинамики и теплообмена при турбулентном течении жидких металлов в каналах различной ориентации в пространстве в продольном и поперечном магнитных полях при однородном и неоднородном обогреве стенок в широком диапазоне чисел Гартмана, Рейнольдса и Грасгофа представляет значительный интерес в связи с развитием технологий термоядерного синтеза. В подавляющем большинстве выполненных экспериментальных и численных исследований влияние теплофизических свойств стенки канала на осредненные и пульсационные характеристики течения не анализировалось. В недавно проведенных авторами работах было показано, что использование сопряженной постановки, даже с привлечением упрощенной тепловой модели стенки, позволяет получить значительно лучшее согласие результатов расчета с надежными экспериментальными данными по среднеквадратическим пульсациям температуры жидкости в пристеночной области по сравнению с результатами прямого численного моделирования турбулентности в традиционной постановке, не учитывающей теплофизические свойства стенки трубы. Выполнена верификация подсистемы LES авторского кода ANES в сопряженной со стенкой постановке без какихлибо упрощений реальной стенки трубы с привлечением экспериментальных данных по опускному турбулентному течению ртути в неолнородно обогреваемой вертикальной трубе при отсутствии магнитного поля. Рассмотрены задачи с учетом и без учета свойств стенки при числе Рейнольдса 10⁴, числе Грасгофа 6 × 10⁷, числе Прандтля 0.025. Дополнительно проведены расчеты в сопряженной постановке с привлечением нескольких популярных моделей для турбулентной вязкости. Результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными. Выполнен анализ влияния учета свойств стенки на различные характеристики течения.

Ключевые слова: смешанная турбулентная конвекция, ртуть, вертикальная труба, неоднородный обогрев стенки, численное моделирование, сопряженный теплообмен, характеристики турбулентности **DOI:** 10.56304/S0040363622110017

Первые экспериментальные исследования теплоотдачи и сопротивления трения при смешанной турбулентной конвекции в вертикальной обогреваемой трубе были выполнены в [1]. Результаты этой работы показали, что при умеренных числах Рейнольдса влияние сил плавучести на теплоотдачу весьма существенно и зависит от направления течения теплоносителя (подъемное или опускное). Позднее на ртути были получены результаты [2], качественно согласующиеся с данными [1]. Тем не менее долгое время влияние термогравитационной конвекции (ТГК) на турбулентное течение и теплообмен жидких металлов (ЖМ) не привлекало внимание исследователей, хотя ЖМ уже использовались в качестве теплоносителей ядерных энергетических установок. Так, в [3, 4] силы плавучести (и числа подобия, их характеризующие) просто не упоминаются.

Интерес к жидкометаллическим теплоносителям, проявленный в последние десятилетия в связи с развитием технологий термоядерного синтеза, оказался своеобразным "спусковым крючком" новых масштабных исследований теплообмена при турбулентном течении жидких металлов в каналах различной ориентации в пространстве в продольном и поперечном магнитных полях (МП)

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-08-00683).

Дополнительная информация для этой статьи доступна по doi 10.56304/S0040363622110017 для авторизованных пользователей.

при однородном и неоднородном обогревах стенок в широком диапазоне чисел Гартмана, Рейнольдса и Грасгофа [5]. Дополнительным стимулом для масштабных исследований, в частности в НИУ МЭИ и ОИВТ РАН, оказались аномально высокие низкочастотные пульсации температуры ртути в пристеночной области вертикальной обогреваемой трубы при опускном турбулентном течении в продольном магнитном поле, выявленные в [6]. Аналогичные пульсации температуры с большой амплитудой были позднее получены при течениях ртути в условиях поперечного магнитного поля в горизонтальных и вертикальных трубах и каналах прямоугольного сечения. Факт возникновения под действием ТГК и МП крупномасштабных вихревых структур, являющихся причиной мощных температурных пульсаций в жидкости, подтвержден и серией численных расчетов методом прямого моделирования турбулентности DNS (Direct Numerical Simulation). Peзультаты упомянутых экспериментальных и численных исследований подробно анализируются в обзоре [7].

Аномально высокие пульсации температуры в пристеночной области и знакопеременные по длине градиенты температуры стенки могут представлять угрозу прочности стенки каналов бланкета термоядерных установок, работающих в условиях больших тепловых нагрузок. Известно, что при турбулентном течении жидкости пульсации температуры в стенке канала зависят от ее безразмерной толщины и параметра, характеризующего соотношение тепловых активностей жидкости и материала стенки [8]. Детальный анализ пульсаций температуры внутри стенки в экспериментальных работах, упомянутых в [7], не проводили, а в расчетах методом DNS собственно стенку не моделировали (краевые условия ставили на внутренней поверхности стенки). В то же время помимо теплоотдачи и гидравлического сопротивления именно нестационарные пульсирующие температурные поля в стенке и возникающие при этом термонапряжения представляют практический интерес.

В развиваемом авторами компьютерном коде ANES [9] реализована подсистема, позволяющая проводить расчеты магнитогидродинамических процессов в каналах методом моделирования крупных вихрей LES (Large Eddy Simulation) в сопряженной (в тепловом и электрическом отношениях) со стенкой постановке. В работе [10] предложена приближенная тепловая модель стенки, которая позволила получить лучшее согласие с надежными экспериментальными данными [11] по среднеквадратическим пульсациям температуры жидкости в непосредственной близости от стенки, чем результаты расчетов методом DNS, не моделирующим стенку. В данной работе выполнена верификация подсистемы LES кода ANES в сопряженной со стенкой постановке без каких-либо упрощений реальной стенки трубы с привлечением экспериментальных данных [12] по опускному турбулентному течению ртути в неоднородно обогреваемой вертикальной трубе при отсутствии магнитного поля. Результаты моделирования при совместном влиянии МП и ТГК на турбулентное течение жидкого металла в обогреваемых каналах будут представлены в последующих публикациях.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается опускное течение ртути в вертикальной трубе с обогреваемой половиной внешней поверхности стенки при следующих определяющих числах подобия: число Рейнольдса Re = 10^4 , число Грасгофа Gr_q = 6×10^7 , число Прандтля Pr = 0.025. Все числа подобия рассчитаны по внутреннему диаметру трубы D^* и средней по периметру плотности теплового потока $q_{w_ave}^*$, равной $q_w^*/2$ для обогрева половины поверхности:

$$Re = \frac{u_0^* D^*}{v^*}; \quad Gr_q = \frac{g^* \beta_t^* q_{w_ave}^* D^{*4}}{\lambda^* v^{*2}};$$

$$Pr = \frac{\rho^* c_\rho^* v^*}{\lambda^*},$$
(1)

где u_0^* – средняя скорость; ρ^* , ν^* , λ^* , c_p^* – плотность, коэффициент кинематической вязкости, коэффициент теплопроводности, изобарная теплоемкость; g^* – ускорение свободного падения; β_t^* – коэффициент термического расширения; все размерные величины здесь и далее отмечены звездочкой.

Труба из нержавеющей стали (08Х18Н10Т) внутренним диаметром $D^* = 19$ мм и толщиной стенки $\delta_w^* = 0.5$ мм может обогреваться одним или двумя симметрично расположенными нагревателями (каждый "охватывает" 180° по периметру трубы), установленными на ее внешней поверхности, что позволяет реализовать обогрев всей внешней поверхности стенки или половину ее. При неоднородной тепловой нагрузке необогреваемая половина внешней поверхности трубы теплоизолирована. Размерные параметры, соответствующие выбранному режиму, следующие: средняя скорость $u_0^* = 0.059$ м/с, плотность теплового потока $q_w^* = 55$ кВт/м² ($q_{w_ave}^* = 27.5$ кВт/м²), температура ртути на входе в обогреваемый участок $t_{in}^* = 12^{\circ}$ С. Теплофизические свойства ртути и материала стенки были приняты постоянными и равными:



Рис. 1. Вертикальная обогреваемая труба

для ртути [13]: $\rho^* = 1.347 \times 10^4 \text{ kg/m}^3$, $\nu^* = 1.126 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{c}$, $\lambda^* = 8.524 \text{ Bg/m}(\text{m} \cdot \text{K})$, $c_p^* = 136.6 \text{ Дж/(kg} \cdot \text{K})$, $\beta_t^* = 1.811 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$;

для материала стенки [14]: $\rho_s^* = 7800 \, \mathrm{kr/m^3}, \lambda_s^* =$

= 16.6 Вт/(м · K), c_{ps}^* = 473 Дж/(кг · K).

Для приведения математического описания к безразмерному виду использовали характерные масштабы длины — внутренний радиус трубы R^* , скорости — средняя продольная скорость u_0^* , вре-

мени – $\tau_0^* = R^* / u_0^*$ ($\tau_0^* = 0.016$ с). Масштаб характерного перепада температур вычисляли по соот-

ношению $\Delta t_0^* = q_{w_ave}^* R^* / \lambda^* (\Delta t_0^* = 31.25^\circ C).$

Труба с обогреваемой зоной и входным генератором турбулентности, а также система координат показаны на рис. 1. По оси *z* расчетная область состоит из зоны IPG (Inlet Periodic Generator) генератора входной турбулентности $L_{\rm IPG} = L_{\rm IPG}^*/R^* = 10$, зоны обогрева $L_q = L_q^*/R^* = 90$ и выходной адиабатической зоны L_0 . Безразмерную длину этой зоны принимали равной 10.

При моделировании задачи в сопряженной со стенкой постановке расчетная область (PO) включала стенку трубы с безразмерной толщиной $\delta_w = 0.0526$. Нагреватель с постоянной плотностью теплового потока располагался на внешней поверхности трубы в области y > 0.

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЗАДАЧИ

Математическое описание включает в себя нестационарные уравнения сохранения массы (2), импульса (3), энергии для жидкости (4) и твердой стенки (5), записанные в безразмерном виде:

$$\nabla \mathbf{u} = 0; \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \nabla \left(\mathbf{u} \mathbf{u} - \left(\frac{1}{\mathrm{Re}_0} + \mathbf{v}_{sgs} \right) \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + f_g; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \nabla \left(\mathbf{u} \theta - \left(\frac{1}{\mathrm{Pe}_0} + \frac{\mathbf{v}_{sgs}}{\mathrm{Pr}_{sgs}} \right) \nabla \theta \right) = 0; \qquad (4)$$

$$\rho_{s}c_{ps}\frac{\partial\theta}{\partial\tau}-\nabla\left(\frac{\lambda_{w}^{*}}{\lambda_{f}^{*}\mathrm{Pe}_{0}}\nabla\theta\right)=0,$$
(5)

где **u**, θ – отфильтрованные на ячейках расчетной сетки мгновенные вектор скорости и температура; τ – время; v_{sgs} – коэффициент подсеточной кинематической вязкости, отнесенный к $u_0^* R^*$; $\text{Re}_0 = u_0^* R^* / v^*$; $\text{Pe}_0 = \text{Re}_0 \text{ Pr}$; p – давление; f_g – сила плавучести.

Безразмерная температура и давление определены следующим образом:

$$\theta = \frac{t^* - t_{i_n}^*}{q_{w_ave}^* R^* / \lambda^*}; \quad p = \frac{p^* - \rho^* g^* z^* - \beta_p^* z^*}{\rho^* u_0^{*2}},$$

где t_{in}^* — температура на входе в трубу; β_p^* — компонента градиента давления по оси z^* в зоне IPG.

Силы плавучести учитывали в приближении Буссинеска:

$$f_g = (0, 0, f_{g,z}); \quad f_{g,z} = -\frac{\mathrm{Gr}_0}{\mathrm{Re}_0^2} \Theta; \quad \mathrm{Gr}_0 = \frac{g\beta_t q_w^* R^{*4}}{\lambda^* v^{*2}}.$$

Расчет коэффициента v_{sgs} для метода LES выполняли с использованием когерентной модели CSM (Coherent structure Smagorinsky Model), предложенной в [15]:

$$\begin{split} \mathbf{v}_{sgs} &= \left(C_{csm}\Delta V^{1/3}\right)^2 \sqrt{G};\\ C_{csm} &= \sqrt{\frac{1}{22}} |F_{CS}|^{3/2} \left(1 - F_{CS}\right); \quad F_{CS} = \frac{Q}{E};\\ Q &= \frac{1}{2} \left(\Omega_{i,j}\Omega_{i,j} - S_{i,j}S_{i,j}\right); \quad E = \frac{1}{2} \left(\Omega_{i,j}\Omega_{i,j} + S_{i,j}S_{i,j}\right);\\ G &= 2S_{i,k}S_{i,k}; \quad S_{i,k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right);\\ \Omega_{i,j} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \end{split}$$

где ΔV — объем расчетной ячейки; индексы *i*, *j*, *k* означают проекции векторных и тензорных величин на оси *x*, *y*, *z*. В формулах для *Q*, *E* и *G* по повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Подсеточное число Прандтля Pr_{sgs} принимали равным 0.85. На входе в трубу задавали мгновенные турбулентные поля компонент скорости u_x , u_{y}, u_{z} , соответствующие течению с постоянными свойствами на стабилизированном участке круглой трубы, и постоянную температуру $\theta_{in} = 0$. Для генерации турбулентных пульсаций на входе использовали генератор турбулентности IPG кода ANES. Он реализовывался выделением части РО в независимую подобласть с периодическими граничными условиями на "входе" и "выходе" и с постоянной заданной средней скоростью $u_{in} = 1$. Для этого в зоне IPG специальным алгоритмом ANES на каждом шаге по времени значение β_n подбиралось так, чтобы $u_{in} = 1$. Полученные с использованием генератора осредненные и пульсационные профили скорости верифицировались ранее на данных DNS [16] в диапазоне чисел Рейнольдса $\text{Re} = (5-19) \times 10^3$.

На внутренней поверхности трубы для вектора скорости задавали условие $\mathbf{u} = 0$. На выходной границе задавали $p_{out} = 0$ и выходные граничные условия для компонент скоростей и температуры.

При решении задачи без учета теплофизических свойств стенки на внутренней поверхности трубы задавали граничное условие II рода для производной от безразмерной температуры по направлению внутренней нормали к границе $(r = \sqrt{x^2 + y^2})$:

$$\left\{-\frac{\partial\theta}{\partial n}\right\}\Big|_{r=1} = \begin{cases} 2, & 10 < z < 10 + L_q; \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

При учете свойств стенки тепловое условие задавали на внешней поверхности трубы:

$$\left\{ -\lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial n} \right\}_{r=1+\delta_w} = \begin{cases} 2/(1+\delta_w), & 10 < z < 10 + L_q; \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

Для задания начальных условий привлекали решение осредненных по Рейнольдсу уравнений (RANS – Reynolds averaged Navier–Stokes) одномерной задачи о стабилизированном течении жидкости в круглой трубе, полученное с помощью k– ϵ -модели турбулентности [17] в полярной системе координат. Рассчитанные одномерные профили продольной скорости $U_z(r)$ и турбулентной кинетической энергии $k_{RANS}(r)$ использовали для расчета начального поля скорости:

$$u_{z} = U_{z}(r) + U'(x, y, z); \quad u_{x} = u_{y} = U'(x, y, z);$$
$$U'(x, y, z) = \alpha_{0} r_{g} \sqrt{\frac{2k_{\text{RANS}}}{3}},$$

где U'(x, y, z) — наложенные случайные возмущения; r_g — случайная функция с гауссовым распределением (среднее = 0, дисперсия = 1); α_0 = 5.

При моделировании турбулентных режимов процесс решения разбивали на два этапа:

выход на квазистационарный режим $\tau_{beg} = 100-200;$

осреднение $\tau_{ave} = 240$ (38 с размерного времени).

Продолжительность первого этапа определяли по выходу на квазистационарный режим значения средней по объему расчетной области кинетической энергии жидкости. Продолжительность второго этапа соответствовала двум-трем полным "проходам" жидкости через рассматриваемый участок трубы.

На этапе осреднения шаг по времени $\Delta \tau$ был постоянен, поэтому для осреднения некоторой переменной во времени величины *F* использовали следующие соотношения:

N

$$\overline{F} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\tau}} F(\tau_i)}{N_{\tau}}; \quad F' = F - \overline{F}; \quad \overline{F_1'F_2'} = \overline{F_1F_2} - \overline{F_1F_2},$$

где \overline{F} – среднее по времени значение F, а F' – ее пульсация; N_{τ} – число шагов по времени на этапе осреднения; F_1 , F_2 – две различные произвольные величины.

РАСЧЕТНЫЕ СЕТКИ

Для моделирования использовали неструктурные декартовы сетки с локальным дроблением и шестигранными ячейками вблизи границ. Сетки в поперечном сечении (*x*, *y*) для варианта без учета стенки (NoSW) и со стенкой (SW) показаны на рис. 2.

Число контрольных объемов (КО) в поперечном сечении (x, y) $N_{x, y} = 9949$ для варианта NoSW и $N_{x, y} = 12$ 688 для сопряженной постановки SW. Характерные размеры ячеек сетки в "переменных стенки" для обоих вариантов были одинаковы и равны:

$$\Delta z^{+} = 40, \quad \Delta x^{+} (\text{центр}) = \Delta y^{+} (\text{центр}) = 17;$$

 $y^{+}_{w} = 0.34,$

где y_w^+ — расстояние до стенки от центра пристеночного KO.

Расстояние до стенки *у*⁺ в переменных стенки рассчитывали по соотношениям:

$$v^{+} = \frac{u_{\tau 0}^{*} y_{w}^{*}}{v^{*}}; \ u_{\tau 0}^{*} = \sqrt{\frac{\tau_{w_{-} a v e}^{*}}{\rho^{*}}; \ \tau_{w_{-} a v e}^{*}} = \rho^{*} v^{*} \overline{\left(\frac{\partial u_{z}^{*}}{\partial n}\right)_{w}},$$
 (6)

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022



Рис. 2. Сетки контрольных объемов в сечении (x, y) для вариантов NoSW (a) и SW (δ)

где $\tau_{w_ave}^*$ — касательное напряжение, осредненное по времени и по всей области, соответствующей IPG.

Выбранные размеры сетки соответствуют "хорошей LES сетке" по классификации [18]. Сеточную сходимость авторы исследовали ранее в [19] на задачах вынужденной и смешанной турбулентной конвекции. При этом подтвердилось надлежащее качество выбранной сетки.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Гидродинамические характеристики

На рис. 3 представлены распределения безразмерных аксиальной скорости и кинетической энергии турбулентных пульсаций по координате v (при x = 0) на входе в обогреваемый участок трубы и в сечении измерений (контрольном сечении) в работе [12]. Символы IPG в данном случае соответствуют профилям в сечении на выходе из генератора турбулентности. В моделируемом режиме ($Gr_a/Re^2 = 0.6$) силы плавучести приводят к существенному искажению профиля скорости, сильной интенсификации турбулентности (турбулентная энергия k возрастает в несколько раз) и торможению течения у "горячей" поверхности трубы, вплоть до отрицательных значений мгновенной продольной скорости около стенки. При этом на полях осредненной продольной скорости возвратные течения отсутствуют. Следует отметить, что учет свойств стенки трубы практически не оказывает влияния на гидродинамические тур-



Рис. 3. Профили безразмерных аксиальной скорости $u_z(a)$ и кинетической энергии турбулентных пульсаций $k/u_{\tau 0}^2$ (б) в сечении симметрии (x = 0) при $z^* = 37D^*$ от начала обогрева. I - NoSW; 2 - SW; 3 - IPG

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022



Рис. 4. Профили безразмерных аксиальной скорости $u_z(a)$ и кинетической энергии турбулентных пульсаций $k/u_{\tau 0}^2$ (б) при x = 0 в сечении измерений (1-4) и на входе в обогреваемый участок (5). 1 - LES; 2 - LS; 3 - WF; 4 - SST; 5 - IPG



Рис. 5. Профили безразмерных коэффициента турбулентной кинематической вязкости $v_t/v(a)$ и касательных напряжений (δ) при x = 0 в сечении измерений. Обозначения см. рис. 4

булентные характеристики и поле осредненной скорости.

На рис. 4, 5 сравниваются результаты расчетов профилей безразмерных продольной скорости, кинетической энергии турбулентных пульсаций, турбулентной вязкости и касательных напряже-

ний $-\tau_{rz} = u'_r u'_z / u^2_{\tau 0}$, полученные методом LES и с использованием трех популярных моделей для турбулентной вязкости: $k-\varepsilon$ -модели Launder, Sharma (LS) [17], стандартной $k-\varepsilon$ -модели с пристеночными функциями Launder, Spalding (WF) [20], SST-модели [21]. С помощью RANS-моделей в стационарной постановке решали систему уравнений (2)–(5) с добавлением уравнений переноса кинетической турбулентной энергии и скорости ее диссипации, в которых основные переменные представляли собой осредненные по Рейнольдсу величины. Использовали те же сетки, что и для LES, за исключением зоны IPG. Профили, рассчитанные с помощью моделей для турбулентной вязкости, существенно отличаются от полученных методом LES. Интересно отметить, что при использовании модели SST получено слабое возвратное течение на участке 7 < z^*/D^* < 22



Рис. 6. Профили безразмерного коэффициента турбулентной кинематической вязкости (*a*) и турбулентного числа Прандтля (δ) в зависимости от безразмерного расстояния до внутренней поверхности трубы в сечении измерений. φ , град: 1 - 0; 2 - 90

около горячей стенки. Особенно сильное отличие характерно для профилей турбулентной энергии.

На рис. 6 показаны зависимости безразмерной турбулентной вязкости v_t/v и турбулентного числа Прандтля Pr_t от безразмерного расстояния 1-r до внутренней поверхности трубы (здесь r – безразмерный радиус), рассчитанные по результатам LES:

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_t &= -u_r' u_z' \left(\frac{\partial \overline{u}_z}{\partial r} \right)^{-1}; \quad \mathbf{v} = \frac{1}{\operatorname{Re}_0}; \\
a_t &= -\overline{\Theta' u_r'} \left(\frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial r} \right)^{-1}; \quad \operatorname{Pr}_t = \frac{v_t}{a_t}.
\end{aligned} \tag{7}$$

На рисунке угол $\phi = 90^{\circ}$ соответствует положительной части оси *y* (см. рис. 1), $\phi = 0^{\circ}$ – положительной части оси *x*. Для получения относительно гладких профилей осредненные по времени поля величин в (7) дополнительно осредняли по продольной координате *z* в диапазоне 88 < *z* < 100 и полярному углу в интервале от -10° до $+10^{\circ}$ относительно $\phi = 90^{\circ}$ и 0° .

Температурные характеристики

На рис. 7 показаны поля осредненной температуры, полученные в сечении измерений экспериментально и численно для варианта SW (поля для вариантов NoSW и SW практически идентичны). Для сравнения на рис. 7, *в* приведены профили температуры, полученные в сечении измерений с использованием упомянутых ранее моделей для турбулентной вязкости. Можно отметить существенное отличие этих профилей от данных LES и экспериментальных данных [12].

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

На рис. 8 показаны распределения по угловой координате φ (см. рис. 1) осредненной температуры стенки $\theta - \theta_m$ (здесь θ_m – безразмерная среднемассовая температура), обратное значение которой соответствует локальному числу Нуссельта. Использование модели SST приводит к завышению температуры "горячей" части поверхности стенки.

Полученные данные дают основания утверждать, что учет свойств стенки в рассматриваемом режиме не приводит к заметному изменению осредненных полей температуры и, следовательно, теплоотдачи.

Влияние свойств стенки на турбулентные пульсации температуры исследовалось в работе [8]. Общий вывод состоит в следующем. При отсутствии учета реальной стенки и задании постоянной плотности теплового потока при $r^* = R^*$ интенсивность пульсаций температуры жидкости вблизи стенки практически постоянна и максимальна. При учете свойств стенки подавление интенсивности пульсаций температуры жидкости у поверхности стенки зависит от числа Pr, безразмер-

ной толщины стенки δ_w^{++} и отношения тепловых активностей жидкости и стенки *K*:

$$\delta_{w}^{++} = \frac{u_{\tau 0}^{*} \delta_{w}^{*}}{\nu^{*}} \sqrt{\frac{a^{*}}{a_{s}^{*}}}; \quad K = \frac{\rho^{*} c_{p}^{*}}{\left(\rho^{*} c_{p}^{*}\right)_{s}} \sqrt{\frac{a^{*}}{a_{s}^{*}}};$$

$$a^{*} = \frac{\lambda^{*}}{\rho^{*} c_{p}^{*}}; \quad a_{s}^{*} = \frac{\lambda_{s}^{*}}{\rho_{s}^{*} c_{ps}^{*}}.$$
(8)

Для стенок с большой толщиной $\delta_w^{++} > 10$ подавление пульсаций зависит только от параметра *K*. Для рассматриваемой задачи K = 0.51, $\delta_w^{++} = 17$ и



Рис. 7. Поля осредненной температуры.

а – экспериментальные данные [12]; *б* – результаты расчета варианта SW; *в* – распределения осредненной температуры по оси *у* в сечении измерений; * – экспериментальные данные [12]; остальные обозначения см. рис. 4



Рис. 8. Распределение осредненной безразмерной температуры стенки по периметру трубы в сечении измерений. 1-NoSW; остальные обозначения см. рис. 4



Рис. 9. Временные сигналы пульсаций температуры вблизи горячей поверхности стенки в сечении измерений при x = 0, y = 0.95.

a – экспериментальные данные [12]; δ – SW; e – NoSW



Рис. 10. Поля среднеквадратических пульсаций температуры в сечении измерений. *а* – экспериментальные данные [12]; *б* – результаты расчета варианта SW

интенсивность пульсаций температуры вблизи стенки должна заметно подавляться. Этот эффект подтверждается и результатами расчетов авторов.

На рис. 9 приведены осциллограммы пульсаций температуры около горячей поверхности стенки в сечении измерений при x = 0, y = 0.95,иллюстрирующие снижение амплитуды пульсаций в варианте SW по сравнению с вариантом NoSW, и в целом значительно лучшее соответствие опытным данным результатов расчета с учетом свойств стенки. Аналогичный вывод мож-

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА **№** 11 2022 но сделать и анализируя данные, представленные на рис. 10, 11.

Весьма наглядное представление о влиянии учета свойств стенки на моделируемые пульсации температуры внутренней поверхности трубы дает также рис. 12, на котором хорошо видно затухание пульсаций вследствие тепловой инерции стенки. Амплитуды пульсаций температуры стенки в вариантах NoSW и SW различаются более чем в 2 раза. Полученные осцилляции мгновенных температур внутренней и внешней поверхностей



Рис. 11. Профиль среднеквадратических пульсаций при *x* = 0. *I* – NoSW; *2* – SW; *3*, *4* – данные [12]

стенки, показанные на этом рисунке, представляют собой практически эквидистантные кривые, так как стенка достаточно тонкая. Локальные максимумы на кривых мгновенных температур внутренней и внешней стенках трубы при $z^*/D^* \approx 17$ объясняются общей перестройкой профиля продольной скорости и неким "провалом" продольной скорости в пристеночной зоне в сечениях, расположенных выше по течению.

выводы

1. При опускном течении ртути в трубе с неоднородным обогревом внешней стенки влияние сил плавучести приводит к существенной турбулизации потока, особенно вблизи обогреваемой поверхности стенки. При этом в моделируемом методом LES режиме (Re = 10^4 , Pr = 0.025, Gr = 6×10^7 , Gr/Re² = 0.6) в жидкости возле "горя-



Рис. 12. Распределение мгновенной температуры стенки вдоль горячей образующей при *x* = 0 в вариантах NoSW (*a*) и SW (*б*) для внутренней (*1*) и внешней (*2*) поверхностей

чей" поверхности стенки в осредненном по времени течении обратные токи не возникают, хотя в незначительном количестве они присутствуют в мгновенных полях.

2. Расчеты выбранного режима с использованием нескольких популярных моделей для турбулентной вязкости демонстрируют существенное различие полученных результатов по таким характеристикам, как профиль продольной скорости, кинетическая энергия турбулентных пульсаций, турбулентная вязкость, напряжения Рейнольдса, и заметно отличаются от результатов моделирования методом LES.

3. Учет свойств стенки не оказывает заметного влияния на осредненные поля скорости и температуры, однако приводит к сильному подавлению (более чем в 2 раза) пульсаций температуры в пристеночной области и на внутренней поверхности стенки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Петухов Б.С., Стригин Б.К. Экспериментальное исследование теплообмена при вязкостно-инерционно-гравитационном течении жидкости в вертикальных трубах // ТВТ. 1968. Т. 6. № 5. С. 933– 937.
- 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 // Trans. ASME, J. Heat Transfer. 1974. V. 96. No. 2. P. 152–158.
- 3. Рачков В.И., Сорокин А.П., Жуков А.В. Теплогидравлические исследования жидкометаллических теплоносителей в ядерных энергетических установках // ТВТ. 2018. Т. 56. № 1. С. 121–136.
- 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. No. 2. P. 153–164.
- Smolentsev S. Physical background, computations and practical issues of the magnetohydrodynamic pressure drop in a fusion liquid metal blanket (review) // Fluids. 2021. V. 6. P. 110–120.
- 6. **Ковалев С.И.** Влияние продольного магнитного поля и термогравитационной конвекции на теплоотдачу при течении жидкого металла (эксперименты и расчетные рекомендации): дис. ... канд. техн. наук. М., 1988.
- Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields / O. Zikanov, Y. Listratov, I. Belyaev, P. Frick, N. Razuvanov, V. Sviridov // Appl. Mech. Rev. 2021. V. 73. No. 1. 010801.
- Kasagi N., Kuroda A., Hirata M. Numerical investigation of near-wall turbulent heat transfer taking into account the unsteady heat conduction in the solid wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 111. P. 385–392.
- 9. **Код ANES.** [Электрон. pecypc.] URL: http://anes. ch12655.tmweb.ru/ (Дата обращения: 10.02.2022.)

ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА № 11 2022

- Numerical solution of the conjugate heat transfer problem for turbulent liquid flow in a tube using the large eddy simulation method: Report on the Third Conf. "Problems of Thermal Physics and Power Engineering" / V.I. Artemov, M.V. Makarov, G.G. Yankov, K.B. Minko // J. Phys.: Conf. Seri. 2020. V. 1683. 022095. IOP Publishing. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1683/2/022095
- Сукомел Л.А. Разработка метода и результаты экспериментального исследования теплоотдачи и температурных полей при течении воды в трубе: дис. ... канд. техн. наук. М., 1984.
- Limits of strong magneto-convective fluctuations in liquid metal flow in a heated vertical pipe affected by a transverse magnetic field / I. Belyaev, P. Sardov, I. Melnikov, P. Frick // Int. J. Therm. Sci. 2021. V. 161. P. 106773.
- 13. Электронный справочник по свойствам веществ, используемых в теплоэнергетике (ОИВТ РАН): Интерактивный интернет-справочник. [Электрон. ресурс.] http://twt.mpei.ac.ru/TTHB/2/OIVT/OIVT.html.
- Свойства конструкционных материалов атомной промышленности: справ. Т. 3 / под ред. В.В. Козлова, С.В. Стрелкова. М.: Филин, 2006.
- Kobayashi H. The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow // Phys. Fluids. 2005. V. 17. P. 045104. https://doi.org/10.1063/1.1874212
- Direct numerical simulation of turbulent pipe flow at moderately high reynolds numbers / G.K. Khoury, P. Schlatter, A. Noorani, P.F. Fischer, G. Brethouwer, A.V. Johansson // Flow, Turbul. Combust. 2013. V. 91. P. 475–495.

https://doi.org/10.1007/s10494-013-9482-8

- Launder B.E., Sharma B.L. Application of the energydissipation of turbulence to calculation of low near a spinning disc // Lett. Heat Mass Transfer 1. 1974. V. 1. No. 2. P. 131–137. https://doi.org/10.1016/0735-1933(74)90024-4
- Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012.
- Использование гибридной LES/RANS-модели турбулентности для исследования процессов теплообмена при течении жидкости с переменными свойствами в трубах / В.И. Артемов, М.В. Макаров, Г.Г. Яньков, Б.К. Минко // Труды седьмой Рос. нац. конф. по теплообмену. Москва, 22–26 октября 2018 г. В 3 т. Т. 1. М.: Издательский дом МЭИ, 2018. С. 137–142.
- Launder B.E. On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows // J. Heat Transfer. 1988. V. 110. P. 1112–1128.
- Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32. No. 8. P. 1598–1605.

LES-Based Conjugate Simulation of Mixed Mercury Convection for Downflow in a Nonuniformly Heated Vertical Pipe

V. I. Artemov^a, M. V. Makarov^{a, *}, G. G. Yan'kov^a, and K. B. Minko^a

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia *e-mail: makarovmv2000@yandex.ru

Abstract—Studies of hydrodynamics and heat transfer for turbulent flow of liquid metals in channels having various spatial orientations in longitudinal and transverse magnetic fields under the conditions of uniformly and nonuniformly heated walls in a wide range of the Hartmann, Reynolds, and Grashof numbers are of significant interest in connection with the development of thermonuclear fusion technologies. In the overwhelming majority of accomplished experimental and numerical studies, the influence of channel wall thermophysical properties on the averaged and pulsation flow characteristics was not analyzed. In recent studies, the authors have shown that the use of a conjugate formulation, even with involvement of a simplified wall thermal model, makes it possible to obtain a significantly better agreement between the calculation results and reliable experimental data on rms pulsations of liquid temperature in the near-wall region in comparison with the results of direct numerical simulation of turbulence in the conventional formulation that does not take into account the pipe's thermophysical properties. The article presents verification of the LES subsystem of our own ANES code in the formulation conjugate with the wall without any simplifications of a real pipe wall, and with involvement of experimental data on turbulent mercury downflow in a nonuniformly heated pipe when there is no magnetic field. Problems with and without taking into account the wall properties at the Revnolds number equal to 10^4 , Grashof number equal to 6×10^7 , and Prandtl number equal to 0.025 are considered. In addition to this, calculations in a conjugate formulation with involvement of a few popular turbulent viscosity models are carried out. The calculation results are compared with experimental data. The effect that the consideration of wall properties has on various flow characteristics is analyzed.

Keywords: mixed turbulent convection, mercury, vertical pipe, nonuniform wall heating, numerical simulation, conjugate heat transfer, turbulence characteristics