

ОТЧЕТ

по гранту РФФИ № 20-08-00683

Численный анализ методом LES турбулентного МГД-течения и сопряженного со стенкой канала теплообмена в режимах существенного влияния сил плавучести и аномально высокой интенсивности пульсаций температуры жидкости

Руководитель проекта

Яньков Георгий Глебович

Москва, 2021

Содержание

1. Модификации алгоритмов LES и генератора сеток кода ANES для решения сопряженных задач на начальном термическом участке канала с большим числом ячеек сетки

1.1. Модификация расчета градиента электрического потенциала на границе жидкость-стенка

1.2. Моделирование оксидной пленки

2. Численное исследование структуры турбулентного течения в режимах с аномально высокими интенсивностями пульсаций температуры жидкости в приближении стабилизированного течения, анализ пульсаций температур в стенке

2.1. Анализ экспериментальных и теоретических работ (с учетом стенки) по течению электропроводящих жидкостей в трубах в поперечном магнитном поле

2.2. Расчеты стабилизированного течения ртути в круглых трубах с различной электрической проводимостью стенки и наличием электрического сопротивления оксидной пленки на внутренней поверхности трубы

2.3. Результаты расчетов стабилизированного течения ртути в вертикальной круглой трубе при воздействии поперечного магнитного поля в условиях неоднородного обогрева стенки трубы

2.4. Результаты расчетов стабилизированного течения ртути в горизонтальной круглой трубе при воздействии поперечного магнитного поля и подогреве снизу

2.5. О целесообразности использования модели периодических граничных условий

3. Численное исследование структуры турбулентного течения в режимах с аномально высокими интенсивностями пульсаций температуры жидкости с использованием модели «развивающегося» течения с начальным термическим участком канала в магнитном поле; сопоставление результатов с имеющимися данными

3.1. Постановка задачи об опускном течении ртути в вертикальной круглой трубе в условиях воздействия поперечного магнитного поля и неоднородного нагрева внешней поверхности трубы

3.2. Результаты расчетов задачи об опускном течении ртути в неоднородно обогреваемой трубе при отсутствии магнитного поля ($Ha=0$)

3.3. Результаты расчетов смешанной конвекции ртути при опускном течении в трубе и воздействии поперечного магнитного поля с $Ha=300$ и началом зоны неоднородного обогрева до зоны действия магнитного поля (варианты qB)

3.3.1. Вариант без учета твердой стенки трубы

- 3.3.2. Варианты с моделированием стенки трубы и оксидной пленки на внутренней поверхности трубы
- 3.4. Результаты расчетов смешанной конвекции ртути при опускном течении в трубе и воздействии поперечного магнитного поля с $Ha=300$ и началом зоны неоднородного обогрева внутри зоны действия магнитного поля (варианты Bq)
 - 3.4.1. Вариант без учета твердой стенки
 - 3.4.2. Вариант с оксидной пленкой $k_{oxid} = 90$
 - 3.4.3. Вариант с оксидной пленкой $k_{oxid} = 10$
- 3.5. Обсуждение полученных результатов
- 4. Выводы
- 5. Список источников

1. Модификации алгоритмов LES и генератора сеток кода ANES для решения сопряженных задач на начальном термическом участке канала с большим числом ячеек сетки

1.1. Модификация расчета градиента электрического потенциала на границе жидкость-стенка

При работе с неструктурной сеткой для аппроксимации членов дискретных уравнений для каждой искомой функции Φ и расчета источниковых членов, в которые входит градиент Φ , необходимо рассчитать его в центре ячейки P (рисунок 1.1)

$$(\nabla\Phi)_P = \left[\frac{\partial\Phi}{\partial x}, \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right]_P$$

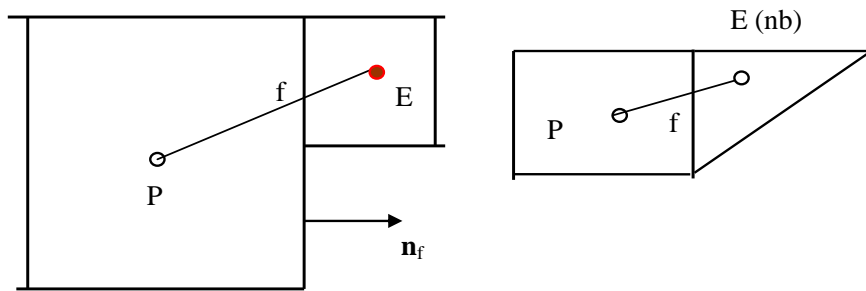


Рисунок 1.1 – Схема соседних ячеек для неструктурной сетки

В решателе кода ANES для расчета градиента функции используется два алгоритма. Первый основан на теореме Остроградского – Гаусса, второй – на методе наименьших квадратов. Именно второй алгоритм является алгоритмом расчета градиента по умолчанию в коде, и именно он был модифицирован для расчета градиента электрического потенциала ϕ при наличии «разрывных» коэффициентов электрической проводимости σ , в случае когда соседние ячейки принадлежат разным материалам.

Рассмотрим исходный алгоритм метода и введем функционал

$$L[(\nabla\Phi)_P] = \sum_{nb} w_{nb}^2 \left\{ \Phi_{nb} - \left[\Phi_P + (\nabla\Phi)_P \cdot \mathbf{r}_{P-nb} \right] \right\}^2, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{r}_{P-nb} = \mathbf{r}_{nb} - \mathbf{r}_P$$

Здесь w_{nb}^2 - «вес» грани, связывающей ячейки "P" и "nb". Суммирование производится по всем ячейкам-соседям. Для граничных граней в качестве Φ_{nb} используются граничные

значения. Если потребовать, чтобы значение функционала было минимально, то легко получить *три линейных* уравнения для трех компонент градиента в центре ячейки P (ниже индекс k - это номер уравнения ($x_1, x_2, x_3 = x, y, z$):

$$\frac{\partial L}{\partial \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right\}} = 0$$

или

$$\sum_{nb} \left(x_{P-nb,k} \cdot w_{nb}^2 \cdot \sum_{i=1}^3 \left[x_{P-nb,i} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)_P \right] \right) = \sum_{nb} x_{P-nb,k} \cdot w_{nb}^2 (\Phi_{nb} - \Phi_P), \quad (1.2)$$

Эта система трех уравнений с неизвестными компонентами градиента $\frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$ ($k = 1, 2, 3$)

для каждой ячейки P легко решается прямым методом Крамера. В коде ANES используется несколько моделей для весов граней w_{nb}^2 , например, модель обратных весов:

$$w_{nb}^2 = 1 / |\mathbf{r}_{P-nb}|^2$$

При работе с потенциалом электрического поля в соотношениях (1.1), (1.2) для формирования функционала используются не соседние КО (nb), а точки пересечения линии соединения с гранью (f). В этом случае систему уравнений (1.2) можно записать в виде:

$$\sum_{nb} \left(x_{f-nb,k} \cdot w_{nb}^2 \cdot \sum_{i=1}^3 \left[x_{f-nb,i} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)_P \right] \right) = \sum_{nb} x_{f-nb,k} \cdot w_{nb}^2 (\Phi_f - \Phi_P), \quad (1.3)$$

Значение потенциала на грани определяется не из соотношения линейной интерполяции, а из непрерывности нормальной компоненты плотности электрического тока на грани f ($j_f = -\sigma \partial \varphi / \partial n$):

$$\varphi_f = \frac{\beta_P \varphi_P + \beta_{nb} \varphi_{nb}}{\beta_P + \beta_{nb}}, \quad \beta_P = \frac{\sigma_P}{d_{P-f}}, \quad \beta_{nb} = \frac{\sigma_{nb}}{d_{nb-f}} \quad (1.4)$$

где σ_P , σ_{nb} – коэффициенты электропроводности в ячейках “P” и “nb”, d_{P-f} , d_{nb-f} – расстояния от центров ячеек до грани (\mathbf{n}_f – нормаль к грани “f”):

$$d_{P-f} = |(\mathbf{r}_{P-f} \cdot \mathbf{n}_f)|, \quad d_{nb-f} = |(\mathbf{r}_{nb-f} \cdot \mathbf{n}_f)|$$

Использование этого алгоритма для расчета градиента потенциала позволяет избавиться от паразитных пространственных «пульсаций» векторов электрического поля и плотности электрического тока на границе разрыва коэффициентов электропроводности.

1.2. Моделирование оксидной пленки

В авторском коде ANES для решения задач со сложной геометрией используются неструктурированные декартовы сетки с локальным дроблением с увеличением густоты сетки к границам расчетной области. Для описания самих границ применяются дробные ячейки. Несмотря на то, что в рамках данной работы исследуются круглые трубы, для которых возможно применение цилиндрической системы координат, выбор сделан в пользу декартовой системы координат с целью унификации и использования отлаженных алгоритмов для дальнейших задач с более сложной геометрией.

Недостатками сеток с локальным дроблением и дробными ячейками на границе являются значительное увеличение числа контрольных объемов при увеличении уровня дробления и снижение качества сетки на границе раздела «стенка – жидкость».

Для устранения указанных дефектов сетки в коде ANES реализован алгоритм «граничных слоев» CBL (Cut Boundary Layers), подробно описанный в отчете за 2020 год по данному гранту.

При моделировании твердой стенки с контактным сопротивлением один или несколько слоев CBL, непосредственно примыкающих к границе «стенка – жидкость», использовались для моделирования оксидной пленки с заданной электропроводностью (см. рисунок 1.1).

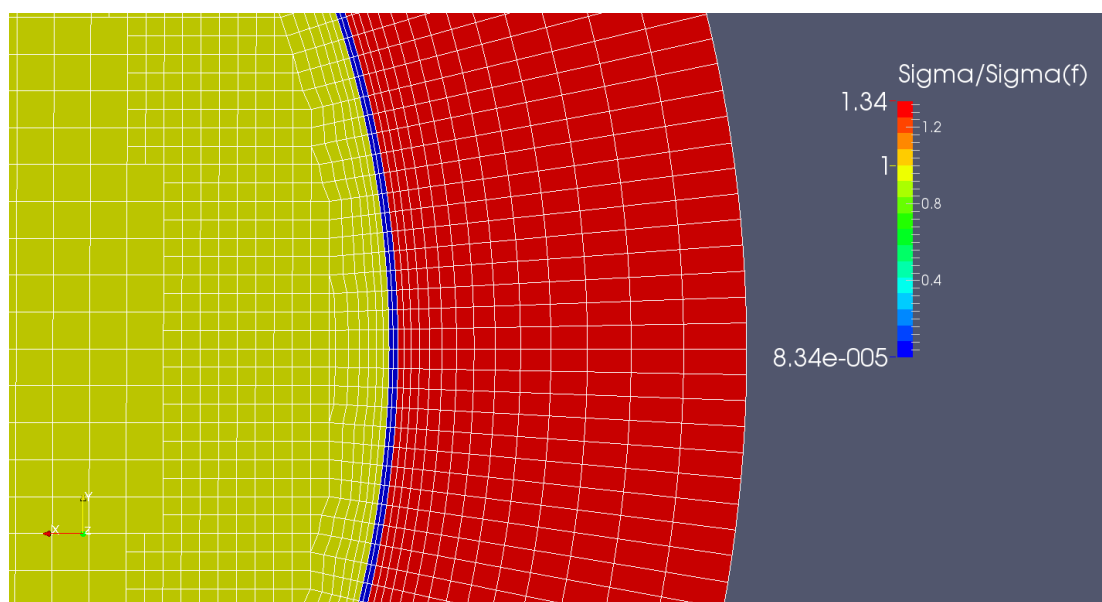


Рисунок 1.2 – Поле относительной электропроводности в задаче со стальной стенкой и оксидной пленкой

На рисунке 1.2 представлен пример моделирования оксидной пленки в задаче о течении ртути в стальной трубе с оксидной пленкой на внутренней поверхности. Значения электропроводностей отнесены к электропроводности ртути (σ_f). Электропроводность

оксидной пленки (σ_{oxid}) вычислялась на основании заданного коэффициента k_{oxid} и толщины пленки (см. раздел 2.1.)

$$\frac{\sigma_{oxid}}{\sigma_f} = \frac{\delta_{oxid}}{Rk_{oxid}}, \quad k_{oxid} = \frac{\sigma_f}{R} \frac{\delta_{oxid}}{\sigma_{oxid}}, \quad (1.5)$$

где δ_{oxid} - толщина оксидной пленки, а R – радиус трубы.

2. Численное исследование структуры турбулентного течения в режимах с аномально высокими интенсивностями пульсаций температуры жидкости в приближении стабилизированного течения, анализ пульсаций температур в стенке

2.1. Анализ экспериментальных и теоретических работ (с учетом стенки) по течению электропроводящих жидкостей в трубах в поперечном магнитном поле

Имеется несколько работ, в которых рассматривается классическая задача о течении электропроводящей жидкости в круглой трубе с проводящими стенками в поперечном магнитном поле. Геометрия рабочей области для данной задачи представлена на рисунке 2.1.

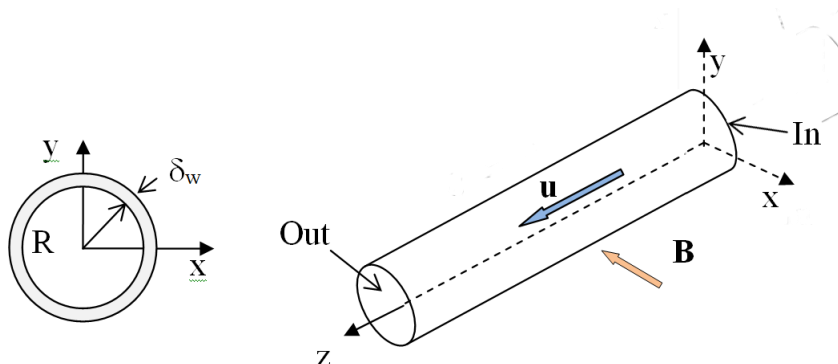


Рисунок 2.1 – К постановке задачи о МГД-течении в круглой трубе

Поскольку магнитное поле подавляет турбулентный перенос импульса при больших числах Гартмана (Ha), то течение можно считать практически ламинарным. В этом случае главной исследуемой характеристикой является зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Ha . Поскольку в немногочисленных работах, которые мы нашли, используется не коэффициент гидравлического сопротивления ξ :

$$\xi = \left| \frac{dp}{dz} \right| \frac{2D}{\rho u_0^2}, \quad (2.1)$$

а число Пуазейля P :

$$P = \left(-\frac{dp}{dz} \right) \frac{R^2}{\rho u_0} = \frac{\xi}{4} Re_0 = \beta_P Re_0, \quad (2.2)$$

то именно его и будем использовать для сравнения. Заметим, что при таком определении числа Пуазейля при $Ha_0 = 0$ число Пуазейля $P=8$. Индекс «0» в числах Гартмана и Рейнольдса означает что они рассчитаны по внутреннему радиусу трубы R .

Как оказалось, существует только одна критериальная зависимость $P(Ha_0)$, полученная в работе С. Chang et al. [1] на основе приближенного решения системы уравнений для ламинарного стабилизированного течения и модели тонкой электропроводной стенки:

$$P = \frac{\pi Ha_0}{4(1+c_w)} \frac{1}{F(t)}, \quad F(t) = \int_0^1 \frac{1-y^2}{1+t\sqrt{1-y^2}} dy, \quad t = Ha_0 \cdot c_w, \quad (2.3)$$

где $c_w = \frac{\delta_w \sigma_w}{R \sigma_f}$, σ_w - электропроводность стенки, σ_f - электропроводность жидкости.

Приведенный интеграл можно явно вычислить и получить формулу, которая присутствует в учебниках и монографиях:

$$F(t) = \frac{\pi}{4t} - \frac{1}{t^2} + \frac{\pi}{2t^3} - \begin{cases} \frac{2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-t}{1+t}}}{t^3 \sqrt{1-t^2}}, & t < 1 \\ \frac{\ln \left[t + \sqrt{t^2 - 1} \right]}{t^3 \sqrt{t^2 - 1}}, & t > 1 \end{cases} \quad (2.4)$$

В работе S. Ihara et al. [2] математическая модель Chang et al. была усовершенствована. (Chang считал, что все поля зависят только от вертикальной координаты, перпендикулярной магнитному полю), но при этом решение уже не сводилось к критериальному виду $P=f(Ha, c_w)$. Несомненным достоинством работы Ihara et al. было наличие экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению при течении ртути в трубах из трех материалов (стекло, нержавеющая сталь и графит). Эти данные и использовались для верификации наших расчетов.

Расчеты выполнены с использованием модели стабилизированного участка трубы. Единственное отличие математической модели Ihara et al. и нашей численной модели заключалось в разных описаниях МГД взаимодействия. Наши уравнения основываются на электрическом потенциале (см. раздел 2.2), а аналитические решения – на уравнении индукции магнитного поля.

Ihara et al. не моделировали контактного сопротивления на внутренней поверхности стальной стенки, и для «совпадения» со своими экспериментальными данными просто подправили проводимость стенки, уменьшив ее почти в 10 раз. Для трубы (материал - AISI-304, $R = 1,5$ мм, $\delta_w = 0,5$ мм, $\sigma_w = 1,39 \cdot 10^6$) параметр стенки $c_w = 0,45$, а Ihara et al. в аналитическом решении использовали значение $c_w = 0,034$.

Следующий цикл исследований, рассматриваемых в настоящей работе, проведен S.A. Samad [3, 4] в 1981, 1985 гг.

В первой работе [3] представлено аналитическое решение задачи о стабилизированном МГД течении в круглой трубе с электропроводящей стенкой конечной толщины.

Решается следующая система уравнений в жидкости

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B},$$

$$\sigma \mu \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \nabla \times \nabla \times \mathbf{B},$$

и в стенке

$$\nabla^2 \mathbf{B} = 0,$$

Здесь, \mathbf{V} – вектор скорости, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции, η – динамическая вязкость, μ – магнитная проницаемость среды, σ – электропроводность, ρ – плотность, p – давление (обозначения взяты из [3]).

Упрощение задачи достигается с помощью предположения, что

$$\mathbf{V} = (0, 0, v_z), \quad \mathbf{B} = (B_0, 0, B_z).$$

Для стабилизированного течения в трубе имеем

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\beta_p = \text{const}.$$

Уравнения приводятся к безразмерному виду с использованием величин

$$X = \frac{x}{a}, \quad R = \frac{r}{a}, \quad V = \frac{v_z}{v_0}, \quad B = \frac{B_z}{v_0 \mu \sqrt{\sigma \eta}}.$$

С учетом упрощений безразмерная система уравнений имеет вид:

в жидкости

$$\nabla^2 V + M \frac{\partial B}{\partial X} + P = 0,$$

$$\nabla^2 B + M \frac{\partial V}{\partial X} = 0,$$

и в стенке

$$\nabla^2 B = 0.$$

где $P = \frac{\beta_p a^2}{\eta v_0}$ – число Пуазейля, а $M = a B_0 \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}}$ – число Гартмана, построенные по внутреннему радиусу трубы a (Na_0).

Внешний радиус определяется как $a\alpha$, $\alpha > 1$, то есть α – безразмерный внешний радиус трубы. Величина $\alpha - 1$ является безразмерной толщиной стенки.

Из граничных условий на границе «жидкость – стенка» возникает параметр S , равный отношению электропроводности стенки к электропроводности жидкости.

$$C = \frac{\sigma_w}{\sigma_f} \quad (2.5)$$

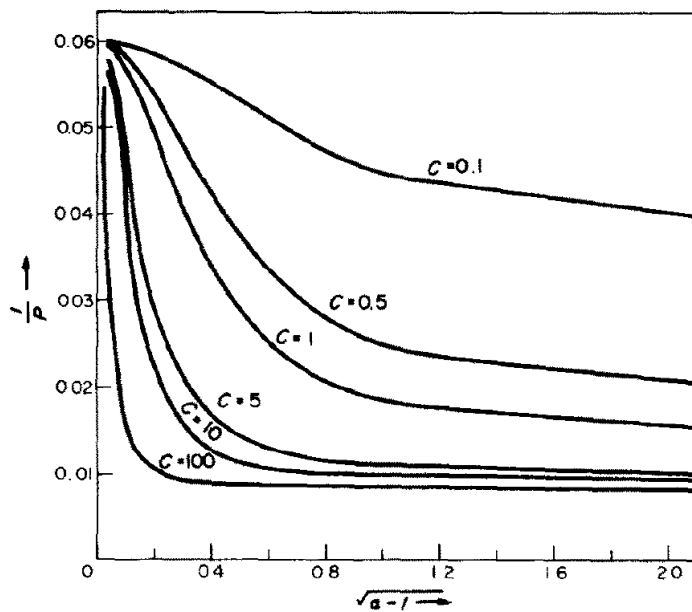


Рисунок 2.2 – Зависимость $1/P$ от квадратного корня из безразмерной толщины стенки трубы для $Na_0=10$. (Рисунок взят из работы [3])

На рисунке 2.2 представлены результаты, полученные в работе [3], по зависимости обратного числа Пуазейля от относительной толщины стенки при различных значениях параметра C . Легко видеть, что электропроводность стенки играет существенную роль. При увеличении электропроводности стенки число Пуазейля возрастает.

В работе [3] также рассматривается параметр $V_{M,N} = \varphi_M - \varphi_N$ - разность потенциалов между крайней верхней и крайней нижней точками (по оси Y , см. рисунок 2.1) на стенке трубы $M(\alpha, \pi/2)$ и $N(\alpha, -\pi/2)$. Безразмерный параметр S определяется как

$$S = \frac{V_{M,N}}{2av_0B_0} \quad (2.6)$$

Зависимость безразмерной разности потенциалов между верхней и нижней точками на стенке трубы от относительной электропроводности стенки показаны на рисунке 2.3 для двух значений толщины стенки.

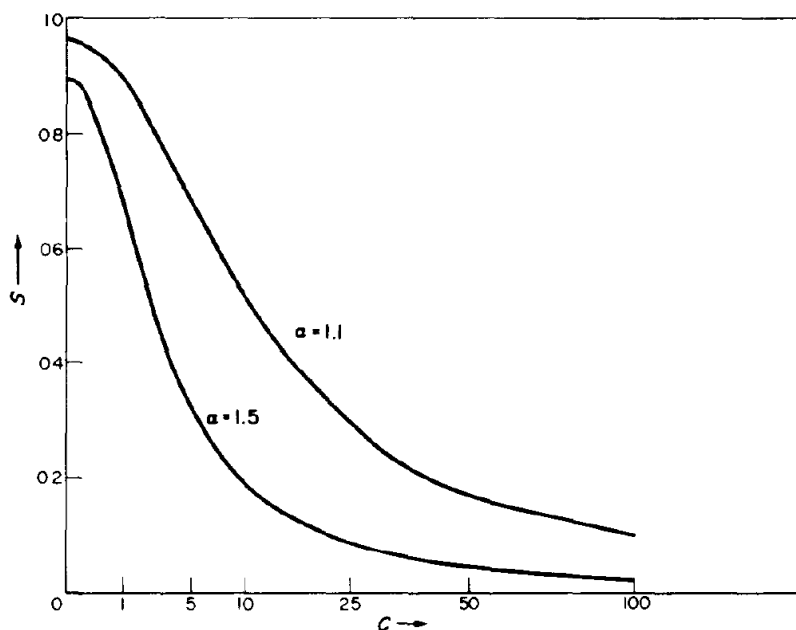


Рисунок 2.3 – Зависимость параметра S от отношения электропроводности стенки к электропроводности жидкости C для $Na_0=18$. (Рисунок взят из работы [3])

В работе Samad 1985 г. [4] решается задача о стабилизированном МГД течении в круглой трубе с электропроводящей стенкой конечной толщины и постоянным контактным сопротивлением на границе жидкость-стенка.

Автор вводит величину контактного сопротивления T и ставит граничные условия на границе «жидкость – стенка» в виде

$$C \frac{\partial B}{\partial R} - \frac{\partial B_w}{\partial R} = \tau C \frac{\partial^2 B_w}{\partial R^2},$$

где $\tau = \frac{\sigma T}{a}$, T – контактное сопротивление [Ом/м²].

Параметр τ соответствует параметру k_{oxid} , используемому в данной работе

$$k_{oxid} = \frac{\sigma_f \delta_{oxid}}{a \sigma_{oxid}}. \quad (2.7)$$

Внешний безразмерный радиус в этой работе обозначается как d .

$$d = 1 + \frac{\delta_w}{r_{in}}$$

$$\frac{\sigma_{oxid}}{\sigma_f} = \frac{\delta_{oxid}/r}{k_{oxid}}, \quad \sigma_{oxid} = \sigma_f \frac{\delta_{oxid}/r}{k_{oxid}}$$

В наших расчетах толщина оксидной пленки должна играть существенную роль. Задавая значения толщины пленки и параметра k_{oxid} , можно определить соответствующую этим значениям электропроводность оксидного слоя.

Расчеты тестовой задачи показали, что стенку можно считать изолированной при $\sigma_{oxid}/\sigma_f \sim 10^{-4}$. В работе Samad наибольшим значением k_{oxid} является 100. Кривые S практически выходят на асимптоту для $C > 1$ (рисунок 2.4). Хотя для числа Пуазейля такой асимптотики не наблюдается.

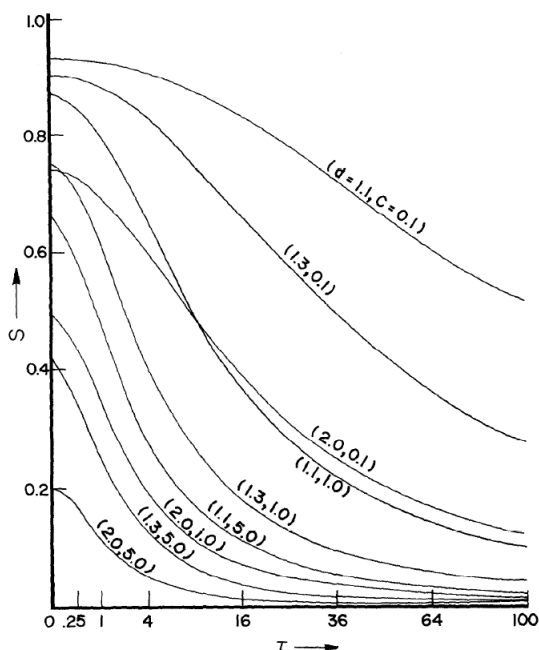


Рисунок 2.4 – Зависимость параметра S от безразмерного контактного сопротивления для $Na=18$. (Рисунок взят из работы [4])

2.2. Расчеты стабилизированного течения ртути в круглых трубах с различной электрической проводимостью стенки и наличием электрического сопротивления оксидной пленки на внутренней поверхности трубы

Расчеты стабилизированного течения электропроводящей жидкости в круглой трубе в поперечном магнитном поле проводились для расчетной области, схема которой представлена на рисунке 2.1.

В этом разделе и далее размерные переменные обозначаются верхним индексом *, для векторных величин используется полужирный шрифт. Символ надчеркивания означает осредненную по времени величину. Нижний индекс w используется для параметров, относящихся к твердой стенке. Для параметров, относящихся к жидкости, либо используется нижний индекс f , либо нижний индекс отсутствует.

Под обозначениями τ^* , \mathbf{x}^* , \mathbf{u}^* , p^* , \mathbf{B}^* , φ^* понимаются размерные время, радиус-вектор, вектор скорости, давление, вектор магнитной индукции, электрический потенциал. Для безразмерных величин используются те же обозначения без верхнего индекса. Характерные масштабы длины – внутренний радиус трубы R^* , скорости – средняя продольная скорость u_0^* , времени - $\tau_0 = R^*/u_0^*$, давления - $\rho^* u_0^{*2}$, индукции магнитного поля - B_0^*/Ha_0 , электрического потенциала - $u_0^* \left(\frac{\rho^* v^*}{\sigma_f^*} \right)^{1/2}$. Безразмерная электропроводность вычисляется как $\sigma = \frac{\sigma^*}{Re_0 \sigma_f^*}$.

Теплофизические свойства жидкости и материала стенки считаются постоянными.

Система определяющих уравнений в безразмерном виде включает уравнения: неразрывности (2.8), сохранения импульса (2.9), уравнения для электрического потенциала (2.10)

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u} - \frac{1}{Re_0} \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \boldsymbol{\beta}_p + \mathbf{f}_m, \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = Ha_0 \nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} \times \mathbf{e}_b), \quad \mathbf{e}_b = \mathbf{B}^* / B_0^* = (-1, 0, 0), \quad (2.10)$$

$$\mathbf{f}_m = Ha_0^2 \left\{ -\frac{1}{Ha_0} [\nabla \varphi \times \mathbf{e}_b] + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_b) \cdot \mathbf{e}_b - \mathbf{u} \right\}, \quad (2.11)$$

где $Re_0 = \frac{u_0^* R^*}{\nu^*}$, $Ha_0 = B_0^* R^* \sqrt{\sigma^* / \rho^* \nu^*}$.

Безразмерный вектор $\boldsymbol{\beta}_p$ имеет только одну отличную от нуля компоненту по оси z -

$$\beta_p = \beta_p^* R^* / \rho^* u_0^{*2}, \quad \beta_p^* = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*}.$$

На границах «In» и «Out» (см. рисунок 2.1) устанавливаются периодические граничные условия.

Результаты наших расчетов для тонкой стенки ($\delta_w = 0,02$) при параметрах $c_w = 0$ и $0,034$ показаны на рисунке 2.5 красной и синей линиями. Маркерами теми же цветами показаны экспериментальные данные для стеклянной и стальной стенок. Хорошо видно, что результаты нашего расчета для стальной трубы сильно отличаются от экспериментальных данных Ihara et al., но хорошо соответствуют данным, рассчитанным по зависимости С. Chang et al. (2.4).

Для учета контактного сопротивления была решена задача с истинными параметрами стальной трубы Ihara et al. и $c_w = 0,45$. Два слоя ячеек стенки ($\delta_{oxid} = 0,0126$ мм) у поверхности раздела играли роль контактного сопротивления, и в них задавалась низкая электропроводность. Поле безразмерной теплопроводности показано на рисунке 1.1 (см. раздел 1.2). Электропроводность оксидного слоя соответствовала значению $k_{oxid} = 100$. Зависимость $P(Ha_0)$ для этого случая, показана на рисунке 2.5 зеленой линией, которая неплохо соответствует экспериментальным данным.

Следует отметить еще один интересный результат. Если рассчитать параметр c_w только по слою окисла, то он будет равен $c_{w,oxid} = 7 \cdot 10^{-7}$. Т.е. оксид можно считать практически непроводящей пленкой и не учитывать «внешние» покрытие с $c_w = 0,45$. В этом случае расчетная кривая должна бы совпасть с кривой для стекла на рисунке 2.5. Однако этого не происходит. Причину этого поясняет рисунок 2.6. На нем изображено распределение размерной плотности электрического тока j_y^* в сечении $x = 0$ (напомним, что вектор магнитной индукции направлен в отрицательном направлении оси x)

$$j_y^* = \sigma^* \left(-\frac{\partial \phi^*}{\partial y^*} + u_z^* B_0^* \right)$$

Это типичное распределение для МГД течения в поперечном магнитном поле. В центре трубы плотность тока отрицательна и сила Лоренца $f_{m,z} = j_y^* B_0^*$ тормозит поток. Вблизи «гартмановских» стенок плотность тока положительна и поток ускоряется. И хотя основной ток идет у стенок в ртути, ток во внешней по отношению к оксидному слою стенке отличен от нуля!

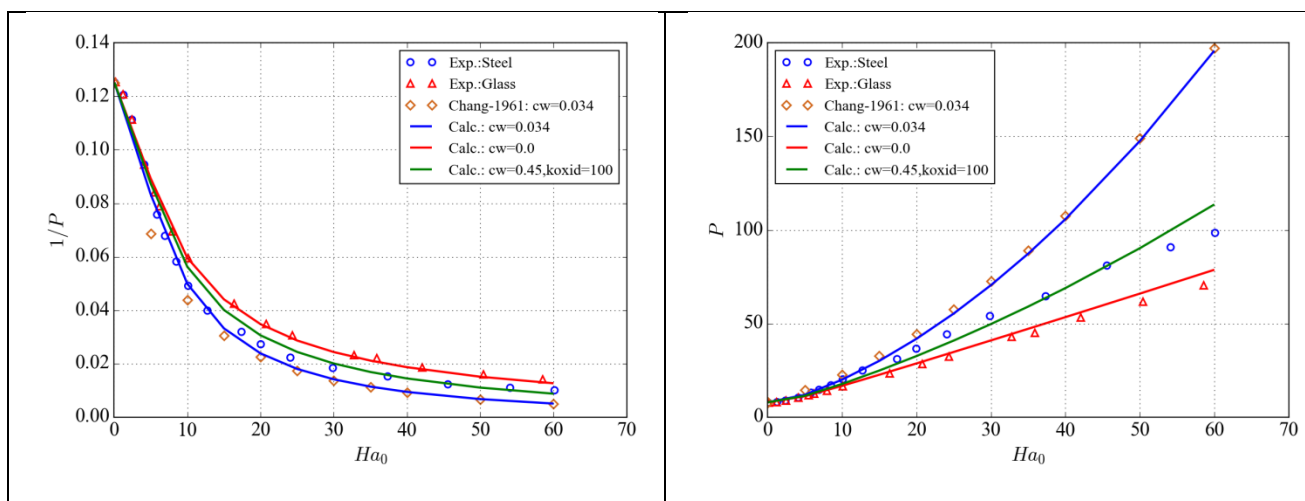


Рисунок 2.5 – Зависимость числа Пуазейля от числа Ha_0 для стабилизированного участка трубы

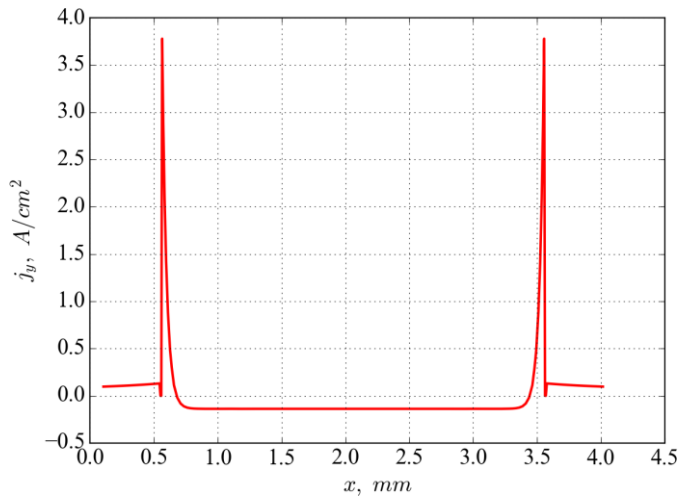


Рисунок 2.6 – Размерная плотность электрического тока в сечении $x = 0$

Расчеты применительно к данным Samad [3,4] выполнены для $Re_0=1000$. Число Гартмана (Ha_0) для электропроводной стенки без пленки оксида принималось равным 10. Для вариантов с контактным сопротивлением – $Ha_0=18$.

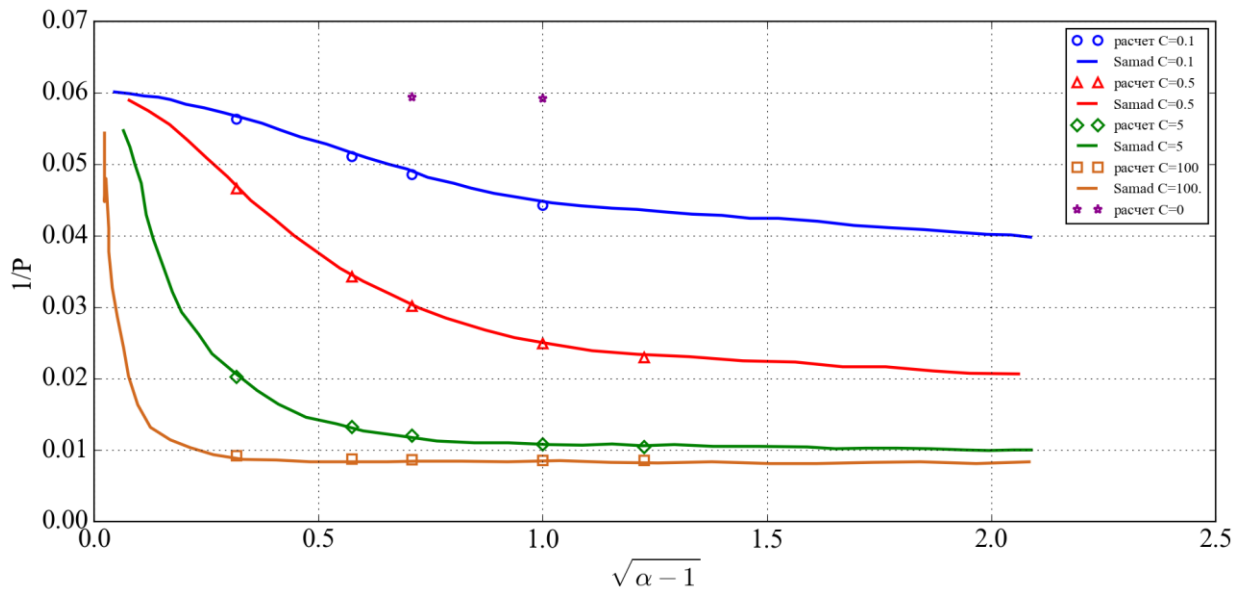


Рисунок 2.7 - Зависимость числа $1/P$ от толщины стенки для различных C

На рисунке 2.7 представлены результаты расчетов стабилизированного течения ртути в круглой трубе без оксидной пленки при воздействии поперечного магнитного поля ($Ha=10$) для различных толщин стенки и отношения электропроводности стенки к электропроводности жидкости (параметр C – см. (2.5)). Результаты расчетов с хорошей точностью совпадают с данными [3].

Расчеты с оксидной пленкой проводились с использованием различных толщин пленки. В модели «тонкой» пленки под слой оксида отводился один слой контрольных объемов, примыкающих к жидкости. В модели «толстой» оксидной пленки – 6 слоев. Электропроводность в обоих случаях вычислялась по заданному параметру k_{oxid} по формуле (1.5) с учетом различных толщин пленки.

Ниже представлены результаты расчетов для безразмерной толщины стенки, равной 0,1, и параметра $C=5$ в сравнении с данными Samad [4] (см. рисунок 2.4).

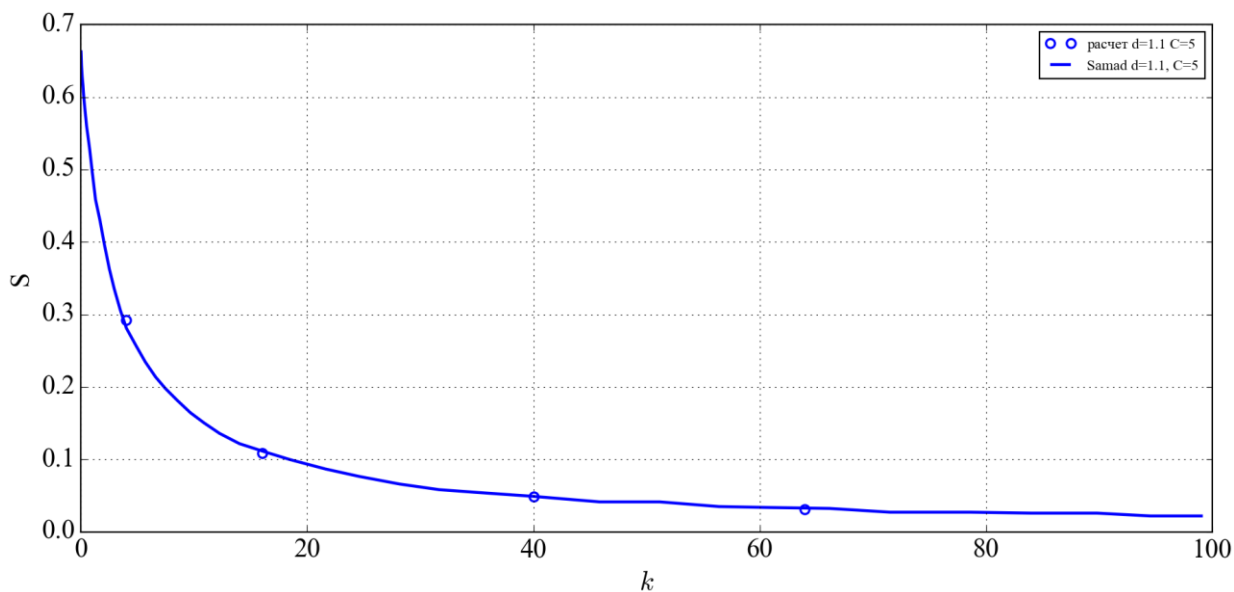


Рисунок 2.8 - Зависимость параметра S от k_{oxid} при $C=5$ и $d=1,1$. Модель «тонкой» оксидной пленки

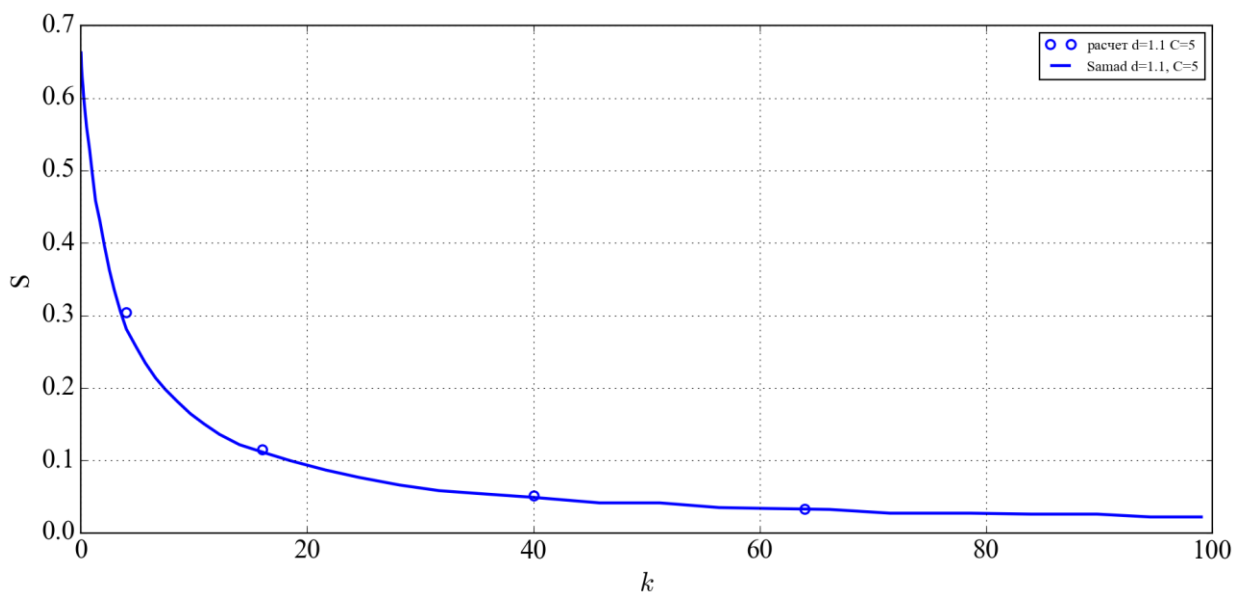


Рисунок 2.9 - Зависимость параметра S от k_{oxid} при $C=5$ и $d=1,1$. Модель «толстой» оксидной пленки

Безразмерная разность потенциалов S , используемая в работе [4], с учетом безразмерного электрического потенциала в наших расчетах вычислялась следующим образом:

$$\varphi = \frac{\varphi^*}{E_0^* R^*}, \quad E_0^* = \frac{u_0^* B_0^*}{Ha_0},$$

$$S = \frac{V_{M,N}^*}{2R^* u_0^* B_0^*} = \frac{\varphi_M^* - \varphi_N^*}{2R^* u_0^* B_0^*} = \frac{\varphi_M - \varphi_N}{2R^* u_0^* B_0^*} E_0^* R^* = \frac{\varphi_M - \varphi_N}{2Ha_0}.$$

Как видно на рисунках 2.8 и 2.9 оба варианта дали хорошее совпадение с данными Samad [4].

2.3. Результаты расчетов стабилизированного течения ртути в вертикальной круглой трубе при воздействии поперечного магнитного поля в условиях неоднородного обогрева стенки трубы

В экспериментальном исследовании группы И. Беляева [5,6] при больших числах Гартмана были обнаружены крупномасштабные тепловые структуры, явно не связанные с турбулентными пульсациями. В работах О. Зиганова и Я. Листратова [7,8] похожие структуры были воспроизведены при использовании DNS подхода. При этом стенка трубы не моделировалась. Как поясняют авторы в обзорной работе [8], это связано с тем, что при течении жидких металлов на внутренней поверхности трубы образуется слой окислов с высоким контактным сопротивлением, поэтому внутреннюю стенку можно считать электроизолированной и задавать граничные условия электроизолированности на внутренней поверхности трубы.

Это утверждение, вероятно, близко к истине для случая изотермического течения. Но в случае существенного влияния естественной конвекции имеется тесная связь между гидродинамическими, тепловыми и электромагнитными процессами, поэтому «тепловой» эффект стенки может быть существенным.

В данном разделе представлены результаты расчетов опускного стабилизированного течения электропроводящей жидкости в круглой трубе в поперечном магнитном поле с неоднородном обогревом половины стенки трубы, которые проводились для расчетной области, представленной на рисунке 2.10.

Именно при такой постановке задачи авторы [5-8] наблюдали наибольшие температурные пульсации на оси трубы и вблизи горячей стенки в контрольном сечении, отстоящем на $37D^*$ от начала обогрева.

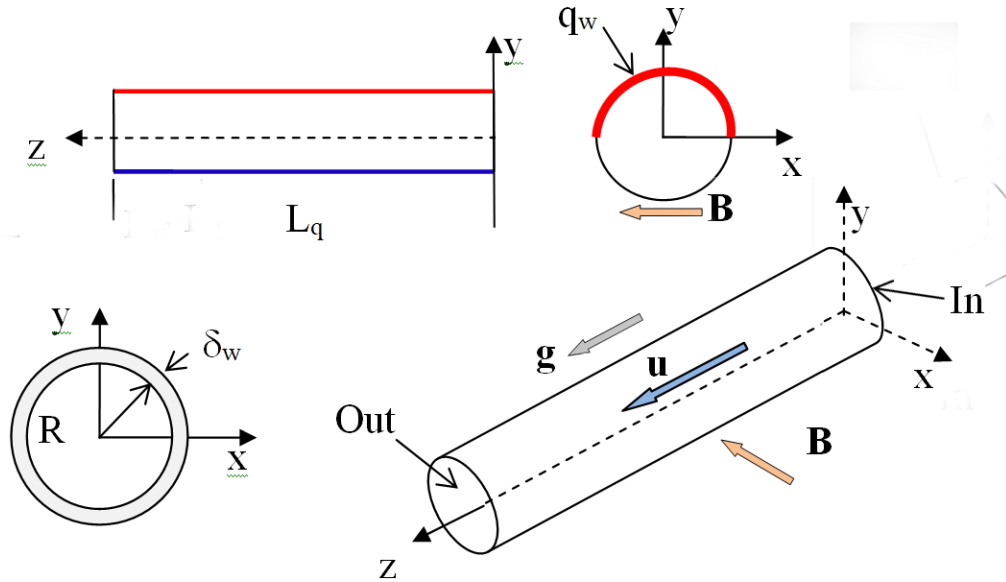


Рисунок 2.10 – Расчетная область задачи об опускном течении ртути в круглой трубе при неравномерном обогреве

Целью расчетов, представленных в данном разделе, являлось изучение влияния электропроводности стенки и оксидной пленки на характеристики МГД-течения.

Математическая постановка задачи включает в себя уравнения в безразмерном виде: неразрывности (2.12), сохранения импульса (2.13), уравнения для электрического потенциала (2.14), уравнение энергии для жидкости (2.16) и твердой стенки (2.17)

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.12)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u} - \frac{1}{\text{Re}_0} \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \boldsymbol{\beta}_p + \mathbf{f}_m + \mathbf{f}_g, \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = \text{Ha}_0 \nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} \times \mathbf{e}_b), \quad \mathbf{e}_b = \mathbf{B}^* / B_0^* = (-1, 0, 0), \quad (2.14)$$

$$\mathbf{f}_m = \text{Ha}_0^2 \left\{ -\frac{1}{\text{Ha}_0} [\nabla \varphi \times \mathbf{e}_b] + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_b) \cdot \mathbf{e}_b - \mathbf{u} \right\}, \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}T - \frac{1}{\text{Pe}_0} \nabla T) = S_{T,cbc}, \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\lambda_w^*}{\lambda_f^* \text{Pe}_0} \nabla T \right) = 0. \quad (2.17)$$

Безразмерные температура и давление в случае периодического опускного течения имеют вид:

$$T = \frac{T^* - T_v^*}{q_w^* R^* / \lambda^*}, \quad p = \frac{p^* - \rho^* g^* z^* - \beta_p^* z^*}{\rho^* u_0^{*2}}, \quad S_{T,cbc} = -\frac{2}{\text{Pe}_0} u_z, \quad \text{Pe}_0 = \text{Re}_0 \text{Pr}. \quad (2.18)$$

Здесь $T_v^* = f(z^*)$ - осредненная по сечению трубы температура, β_p^* - компонента градиента давления по оси z^* , g^* - ускорение свободного падения.

Силы плавучести учитывались в приближении Буссинеска.

$$f_g = (0, 0, f_{g,z}), \quad f_{g,z} = -\frac{Gr_0}{\text{Re}_0^{*2}} T, \quad Gr_0 = \frac{g \beta_T q_w^* R^{*4}}{\lambda^* \nu^{*2}}, \quad (2.19)$$

где $\beta_T = -\frac{1}{\rho^*} \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial T^*} \right)_p$ - коэффициент термического расширения.

Расчеты стабилизированного течения с различной электропроводностью стенки были проведены для $\sigma_w = 1,36 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ и $\sigma_w = 0,68 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$. Следует отметить, что задача в данной стационарной постановке в отдельных режимах характеризовалась несходимостью итерационного процесса. Так для варианта без учета стенки, что равносильно стенке с очень низкой электропроводностью, не удалось получить сошедшегося решения. Такое поведение говорит о неустойчивости реального процесса течения и отсутствии стационарного решения данной задачи.

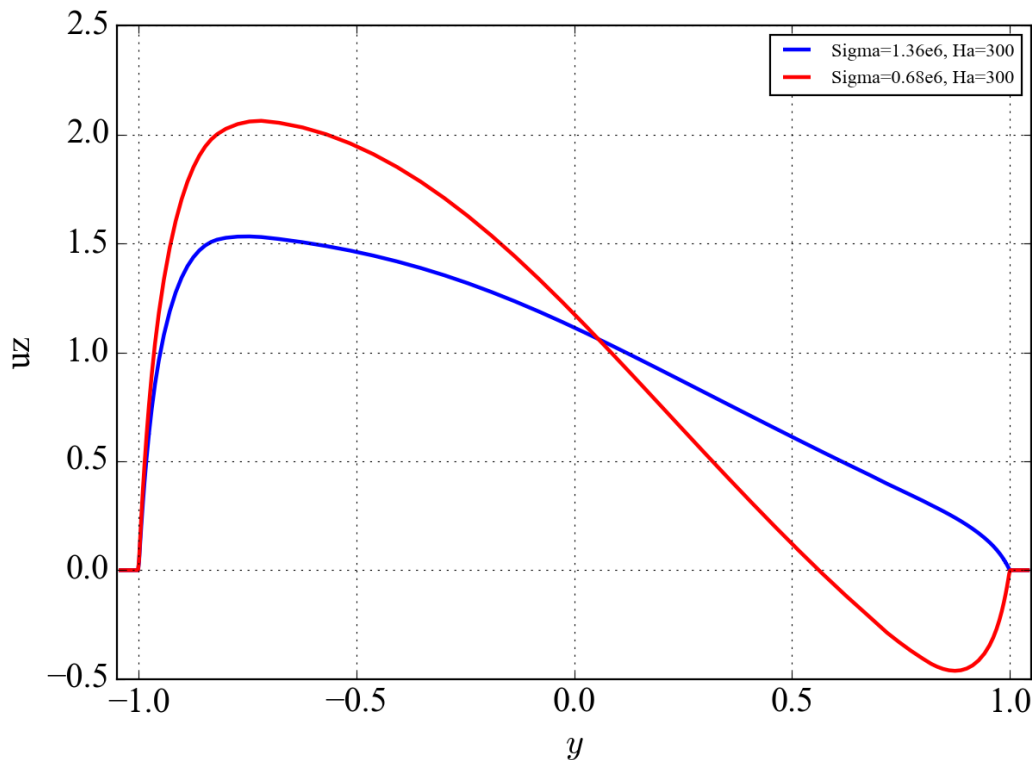


Рисунок 2.11 - Профили скорости u_z в вертикальном сечении (от холодной к горячей стенке)

Расчеты с увеличенной электропроводностью стенки также дали расходящееся решение. Порог σ_w , на котором решение сошлось, составил как раз $0,68 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$.

На рисунке 2.11 показаны профили безразмерной продольной скорости u_z вдоль оси y , полученные в расчетах с разными σ_w для $Ha=300$. Хорошо видно, что при большой электропроводности стенки продольная скорость положительна во всем сечении трубы. Однако, при $\sigma_w = 0,68 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ вдоль горячей стенки возникает возвратное течение. Такое возвратное течение, вероятно, является причиной неустойчивости потока при низких значениях σ_w .

Рисунок 2.12 иллюстрирует поведение z -компоненты силы f_m (2.15) вдоль вертикальной оси y . Видно, что эта величина в случае $\sigma_w = 0,68 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ меняет знак в области горячей стенки.

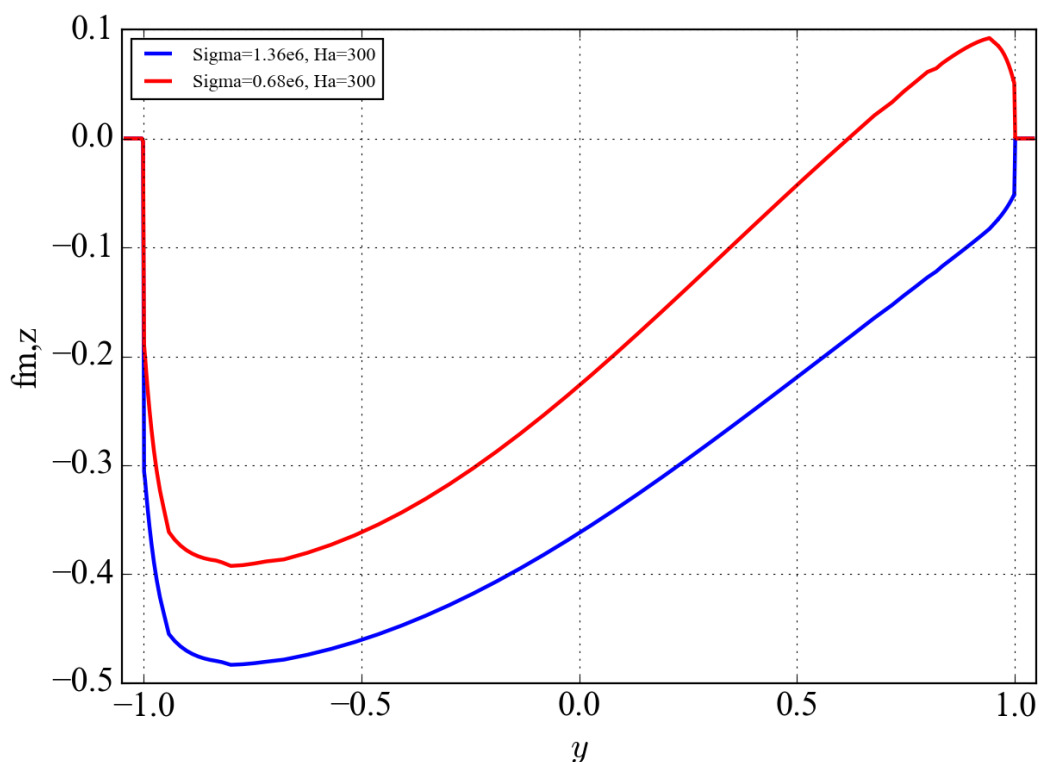


Рисунок 2.12 - Профиль величины $f_{m,z}$ в вертикальном сечении, см. (2.15)

Были проведены расчеты для $\sigma_w = 0,68 \cdot 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ (с возникновением возвратных токов) для разных чисел Гартмана, равных 250, 300 и 400. Получить сходимость при $Ha=200$ не удалось. На рисунке 2.13 показаны безразмерные профили продольной скорости по оси y , рассчитанные в данных режимах. На этом рисунке хорошо видно, что усиление магнитного поля ведет к подавлению возвратного течения, а, следовательно, к увеличению устойчивости потока.

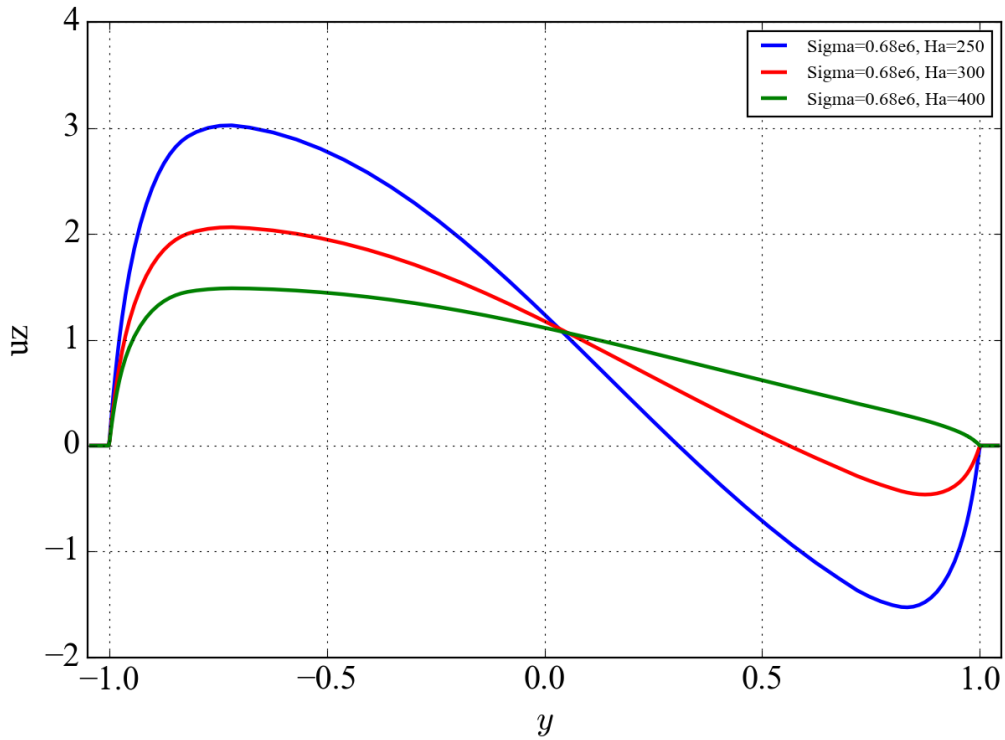


Рисунок 2.13 - Профили скорости u_z в вертикальном сечении (от холодной к горячей стенке) для разных Ha и $\sigma_w = 0.68 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹

Для исследования влияния контактного сопротивления вводились два слоя ячеек, моделирующих оксидную пленку ($\delta_{oxid}/R^* = 5,07 \cdot 10^{-3}$, $\delta_w/R^* = 52,6 \cdot 10^{-3}$), см. рисунок 2.14. Электропроводность оксидного слоя рассчитывалась с учетом заданного критерия

$$k_{oxid} = \frac{\sigma_f^*}{R^*} \left(\frac{\delta_{oxid}^*}{\sigma_{oxid}^*} \right).$$

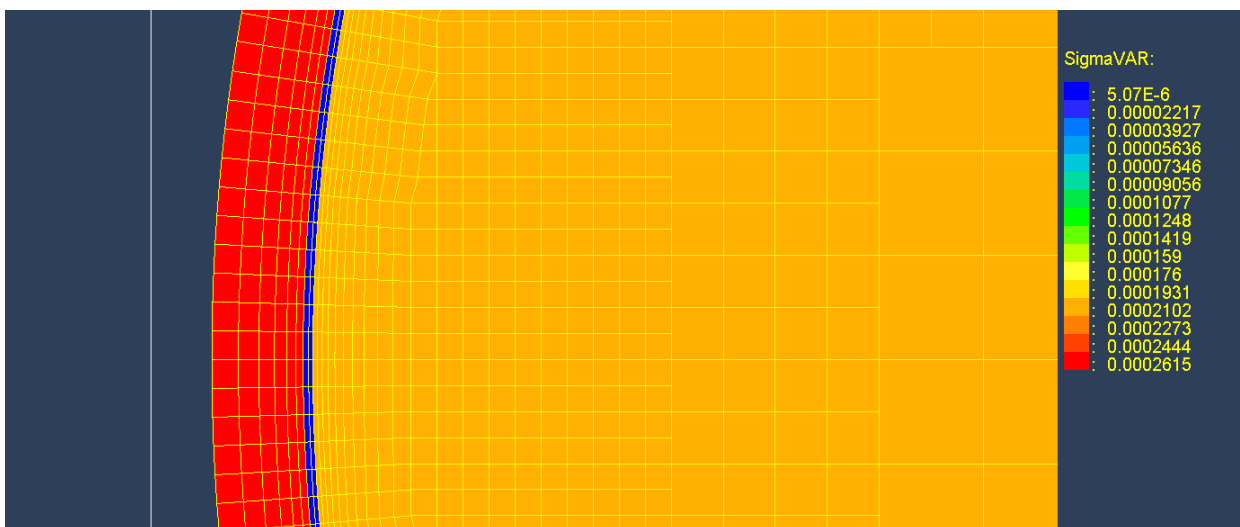


Рисунок 2.14 - Распределение безразмерной σ в расчетной области ($\sigma_f = 1/Re_0$)

Расчеты были проведены в диапазоне значений k_{oxid} от 0,2 до 20. Проводимость самой стенки оставалась прежней $\sigma_w = 1,36 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹. Для $k_{oxid} = 0,5$ проводимость оксидной пленки равна $\sigma_{oxid} = 1,05 \cdot 10^4$ (Ом·м)⁻¹.

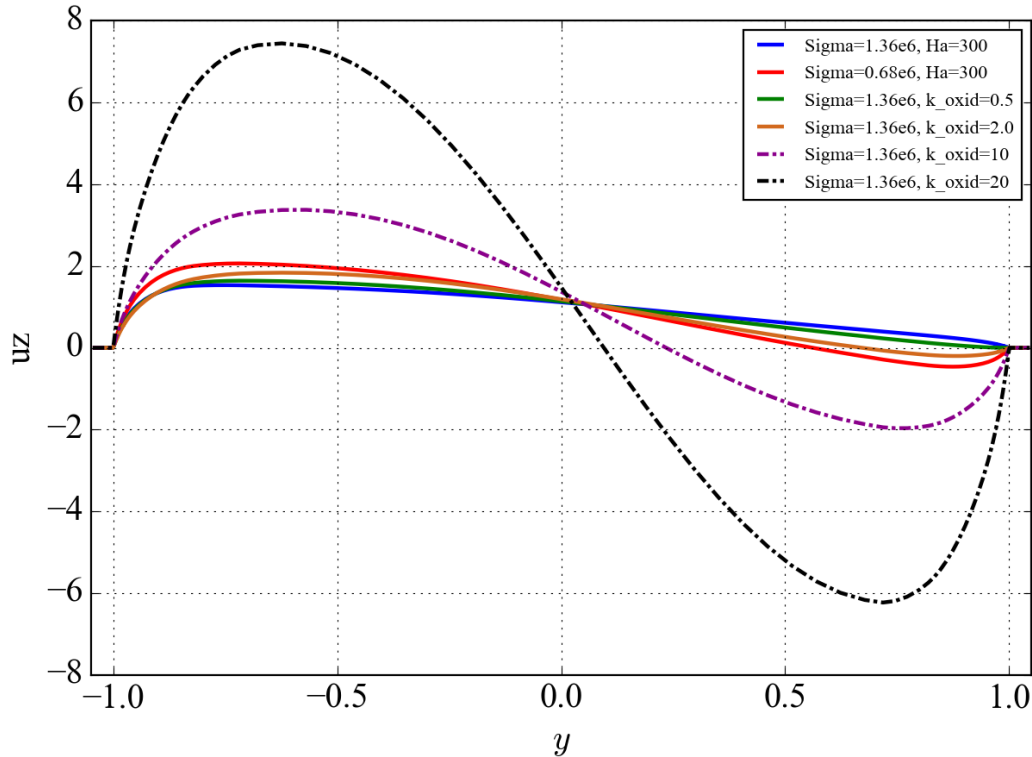


Рисунок 2.15 - Профили скорости u_z в вертикальном сечении (от холодной к горячей стенке) для $Ha = 300$, $\sigma_w = 1,36 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹ и разных k_{oxid}

На рисунке 2.15 показаны профили безразмерной продольной скорости u_z вдоль оси y , полученные в расчетах для $Ha=300$, $\sigma_w = 1,36 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹ и $k_{oxid} = 0,5, 2, 10$ и 20 . Для сравнения на рисунке представлены результаты расчетов без оксидной пленки. Хорошо заметно увеличение зоны возвратного течения с ростом контактного сопротивления оксидной пленки.

2.4. Результаты расчетов стабилизированного течения ртути в горизонтальной круглой трубе при воздействии поперечного магнитного поля и подогреве снизу

Еще одна серия расчетов была проведена для горизонтальной трубы с подогревом снизу при наличии поперечного магнитного поля. Схема расчетной области данной задачи представлена на рисунке 2.16.

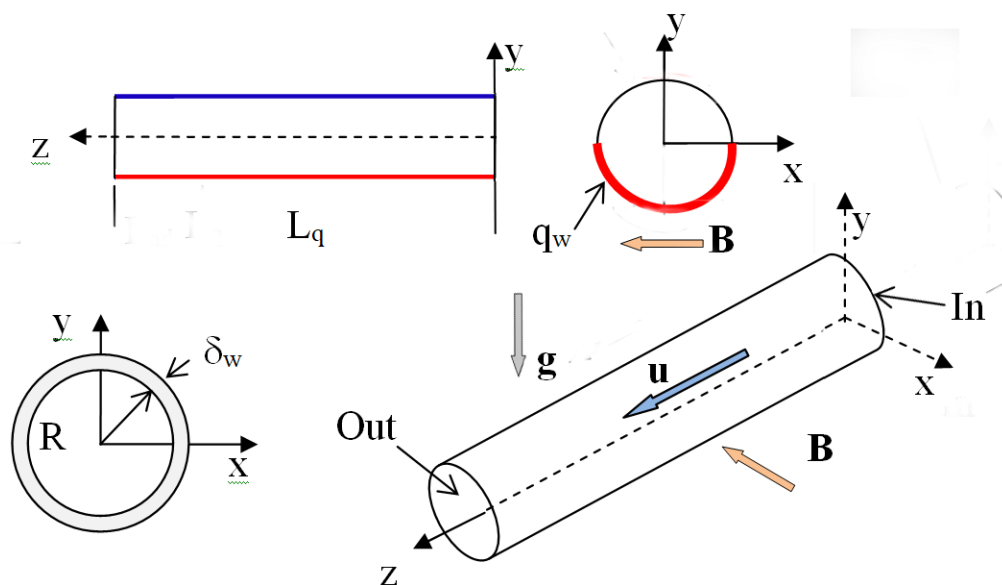


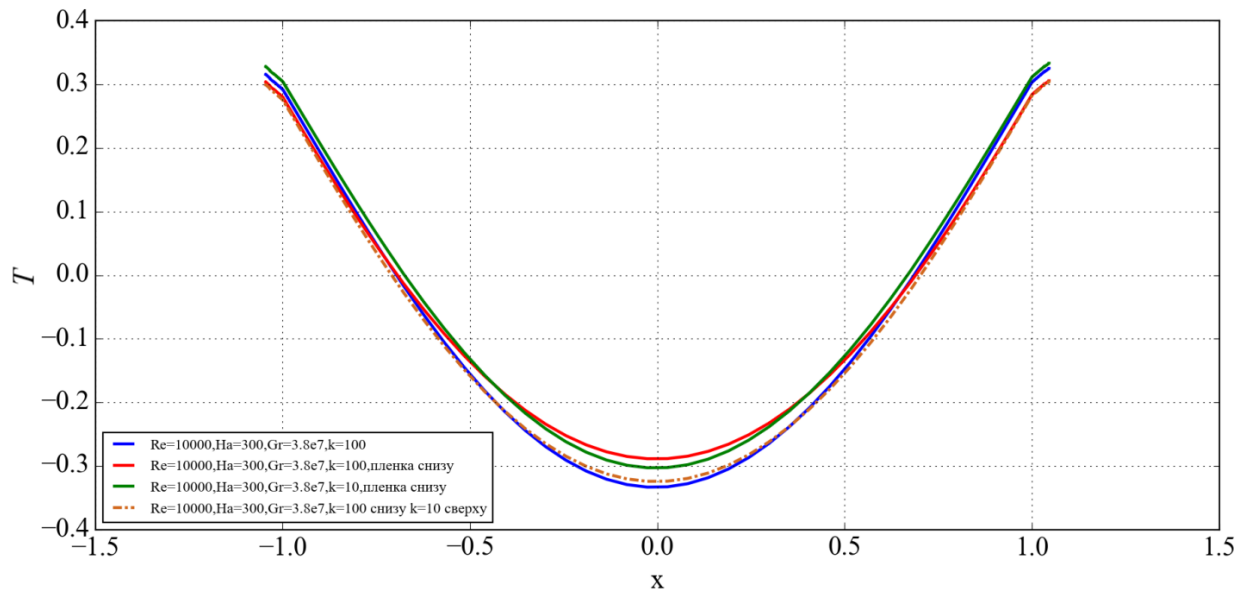
Рисунок 2.16 – Расчетная область задачи о течении ртути в горизонтальной круглой трубе при неравномерном обогреве снизу

Одной из целей данного исследования - влияние неоднородности оксидной пленки на внутренней поверхности трубы на поля скорости и температуры. Задача решалась для $Re=10000$, $Gr=3,8 \cdot 10^7$ и $Na=300$. Электропроводность стенки принималась равной $\sigma_w = 1,36 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹. Свойства оксидной пленки задавались различными для нагреваемой (нижней) части стенки и адиабатной (верхней) ее части. Рассматривались следующие варианты пленок:

- 1) «нижняя» пленка - $k_{oxid}=100$, «верхняя» пленка отсутствует;
- 2) «нижняя» пленка - $k_{oxid}=10$, «верхняя» пленка отсутствует;
- 3) «нижняя» пленка - $k_{oxid}=100$, «верхняя» пленка - $k_{oxid}=10$.

Профили безразмерной температуры по вертикальной и горизонтальной осям трубы, полученные для трех вариантов неоднородной пленки, показаны на рисунке 2.17. Для сравнения на рисунках представлен расчет с равномерной оксидной пленкой при $k_{oxid}=100$.

а)



б)

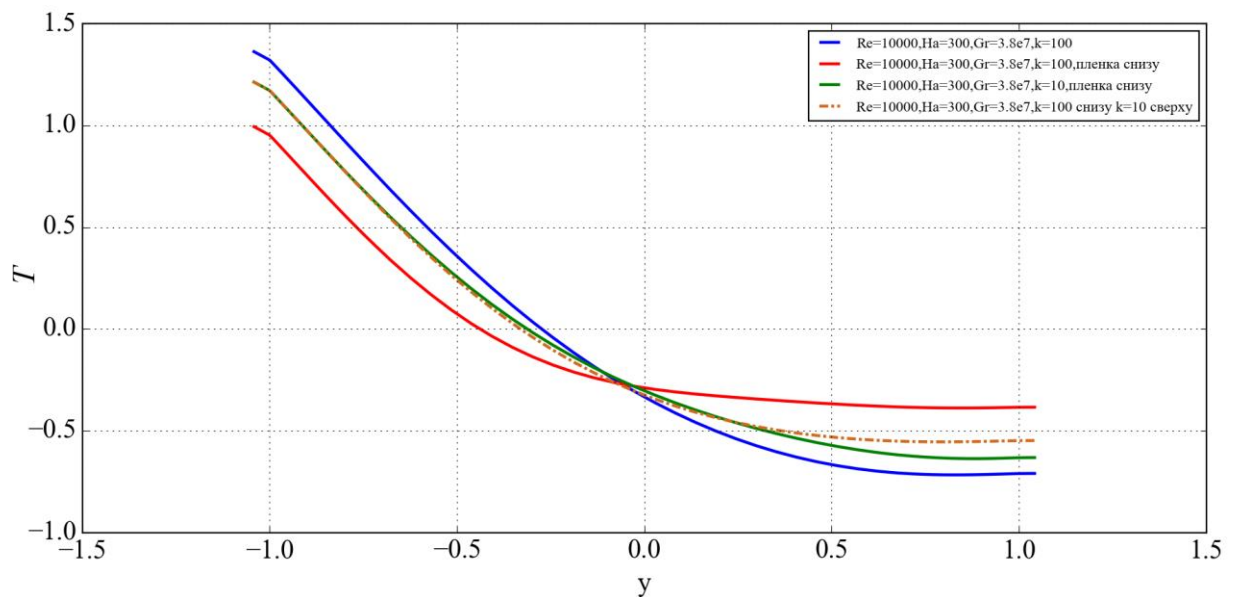
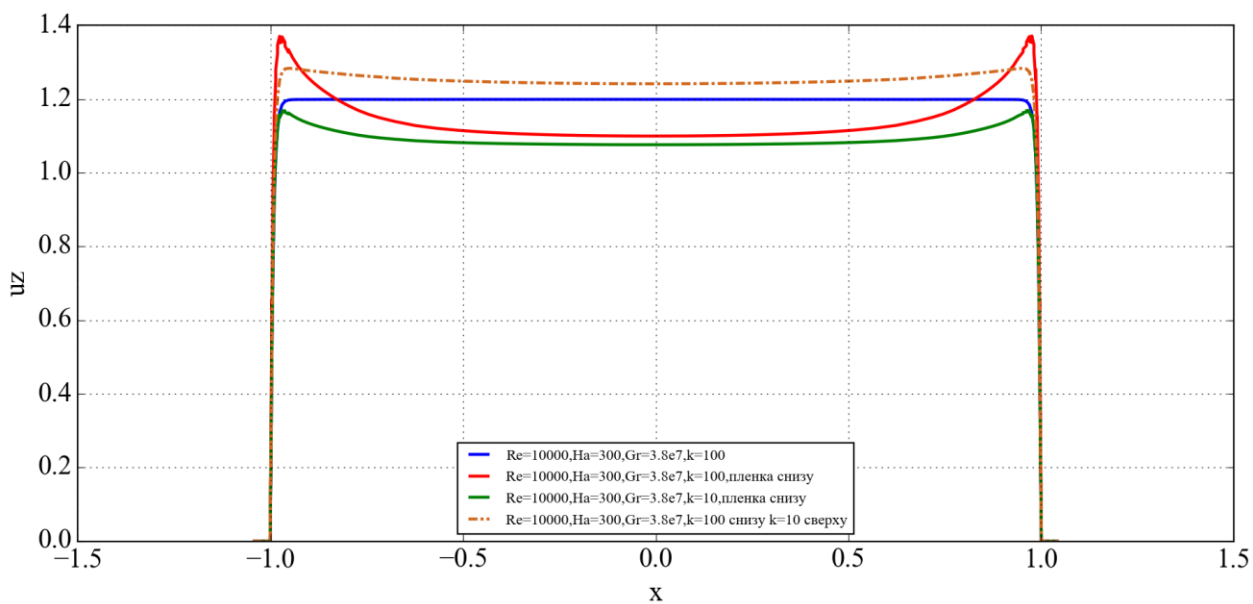


Рисунок 2.17 – Профили безразмерной температуры для различных вариантов неравномерной пленки: а) по оси x , $y=0$, б) по оси y , $x=0$

Профили температуры по горизонтальной оси (рисунок 2.17а) незначительно отличаются для различных вариантов пленки, в отличие от профилей вдоль вертикальной оси. В то же время для профилей продольной скорости наблюдается существенное отличие различных вариантов как по горизонтальной, так и вертикальной осям (рисунок 2.18)

a)



б)

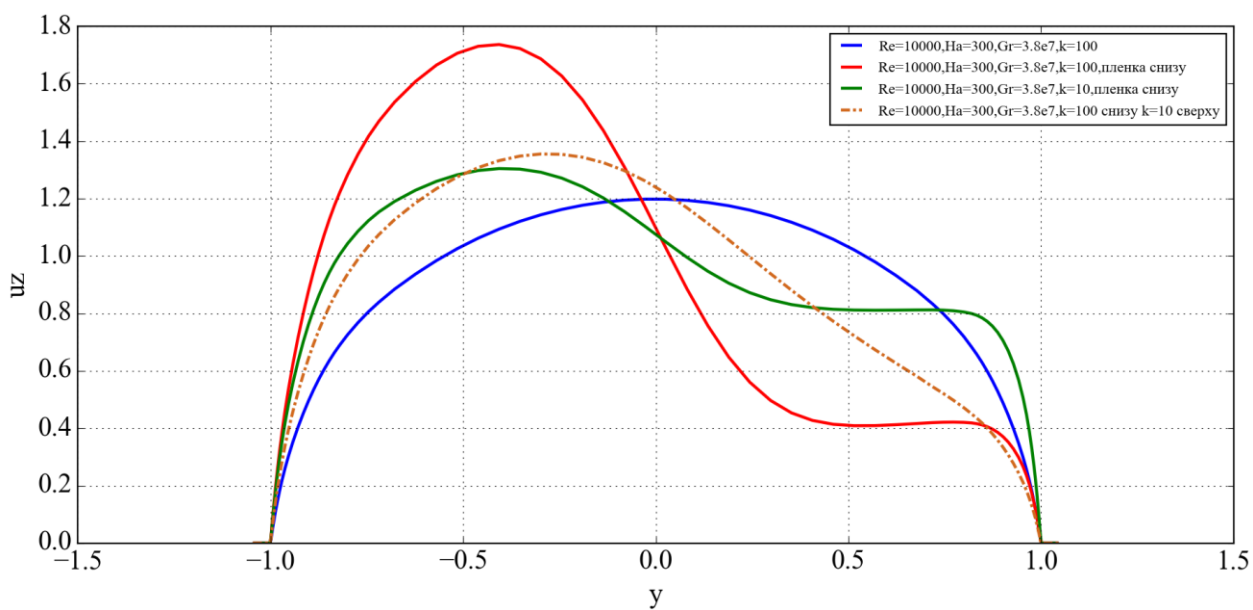


Рисунок 2.18 – Профили безразмерной продольной скорости для различных вариантов неоднородной пленки: а) по оси x , $y=0$, б) по оси y , $x=0$

2.5. О целесообразности использования модели периодических граничных условий

Одним из методов исследования задачи о МГД-течении в круглой трубе является нестационарный расчет на участке трубы, в котором течение носит полностью развитый характер. Для этого берется отрезок трубы, длиной $5-30D^*$, на входном и выходном сечении которого ставятся периодические граничные условия.

Такой подход хорошо работает для развитых турбулентных течений, и именно на этом принципе основан используемый в разделе 3 данного отчета входной генератор турбулентности (PIG). Однако в задачах, исследуемых в рамках данного проекта, магнитное поле подавляет турбулентность и возникающие крупномасштабные структуры не носят случайный характер как установлено в работах [7,8] с помощью DNS расчетов.

Кроме того, как будет показано в разделе 3 характер течения существенно зависит от взаимного расположения зоны с магнитным полем и зоны нагрева, то есть влияние начального участка оказывается весьма важным.

Исходя из изложенного, авторы пришли к выводу, что исследование режимов течения с аномально высокими пульсациями температуры в рамках задачи с периодическими условиями бесперспективно, поэтому основные расчеты в данной работе были проведены с использованием модели «развивающегося» течения с начальным термическим участком. Результаты этих расчетов приводятся в разделе 3 отчета.

3. Численное исследование структуры турбулентного течения в режимах с аномально высокими интенсивностями пульсаций температуры жидкости с использованием модели «развивающегося» течения с начальным термическим участком канала в магнитном поле; сопоставление результатов с имеющимися данными

3.1. Постановка задачи об опускном течении ртути в вертикальной круглой трубе в условиях воздействия поперечного магнитного поля и неоднородного нагрева внешней поверхности трубы

В данном разделе приводятся результаты моделирования методом LES опускного течения ртути в вертикальной трубе в условиях воздействия поперечного магнитного поля и сил плавучести при обогреве половины внешней поверхности трубы.

Для моделирования были выбраны два экспериментальных режима работы [6] без магнитного поля ($Ha = 0$) и с магнитным полем ($Ha=300$), для которых И. Беляев любезно предоставил нам первичные данные эксперимента. В обоих режимах число Рейнольдса (Re) равнялось 10^4 , число Грасгофа $Gr = 6 \cdot 10^7$, число Прандтля $Pr = 0,025$. Все критерии рассчитаны по внутреннему диаметру трубы D^* и средней по периметру плотности теплового потока $q_{w_ave}^*$ (равной $q_w^*/2$ для половинного обогрева):

$$Re = \frac{u_0^* D^*}{\nu^*}, Pr = \frac{\rho^* c_p^* \nu^*}{\lambda^*}, Ha = B_0^* D^* \sqrt{\frac{\sigma^*}{\rho^* \nu^*}}, Gr = \frac{g^* \beta_T^* q_{w_ave}^* D^{*4}}{\lambda^* \nu^{*2}} \quad (3.1)$$

Здесь $\rho^*, \nu^*, \lambda^*, c_p^*, \sigma^*$ - плотность, коэффициент кинематической вязкости, коэффициент теплопроводности, изобарная теплоемкость и коэффициент электропроводности, g^* - ускорение свободного падения, β_T - коэффициент термического сопротивления.

Труба выполнена из нержавеющей стали (AISI 321, 08X18H10T) с внутренним диаметром $D^* = 19$ мм ($R^* = 9.5$ мм) и толщиной стенки $\delta_w^* = 0.5$ мм. Труба обогревается двумя симметричными нагревателями (каждый «охватывает» 180° по периметру трубы), расположенными на внешней поверхности трубы, что позволяет реализовывать половинный или полный обогрев внешней стенки. Размерные параметры, соответствующие указанным безразмерным параметрам, - 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 $T_{in} = 12 \text{ }^\circ\text{C}$ (для $Ha=0$) и $T_{in} = 14 \text{ }^\circ\text{C}$ (для $Ha=300$). Индукция магнитного поля на постоянном участке для $Ha = 300$ равно $B_0^* = 0.6 \text{ Т}$.

Для расчета размерных параметров использовались следующие свойства ртути:

$$\rho^* = 1.347 \cdot 10^4 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad \nu^* = 1.126 \cdot 10^{-7} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad \lambda^* = 8.524 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad c_p^* = 136.6 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

$$\sigma^* = 1.04 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}, \quad \beta_T^* = 1.811 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{К}}$$
(3.2)

и стенки:

$$\rho_s^* = 7800 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad \lambda_s^* = 16.6 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad c_{ps}^* = 473 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \quad \sigma_s^* = 1.36 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}},$$
(3.3)

Для приведения уравнений к безразмерному виду использовались указанные в разделе 2.2 масштабы длины, скорости, времени, давления, индукции магнитного поля и электрического потенциала. Масштаб температуры вычислялся по соотношению

$$T_0^* = q_{w_ave}^* R^* / \lambda^*$$

При использовании свойств (3.2) и параметров эксперимента характерные масштабы – температуры и времени равны:

$$T_0^* = 31.25 \text{ }^\circ\text{C}, \quad \tau_0^* = 0.16 \text{ с}.$$

Расчетная область (РО) задачи изображена на рисунке 3.1. Течение и вектор ускорения свободного падения направлены вдоль положительного направления оси z , вектор магнитной индукции – вдоль отрицательного направления оси x . По оси z расчетная область состоит из трех зон: зона генератора входной турбулентности PIG ($L_{pig} = 10$ или 5 калибров), зоны обогрева $L_q = 90$ и выходной адиабатической зоны L_{adi} . Безразмерная длина этой зоны принималась равной 10 для задачи без магнитного поля и 30 для задачи с $Ha = 300$.

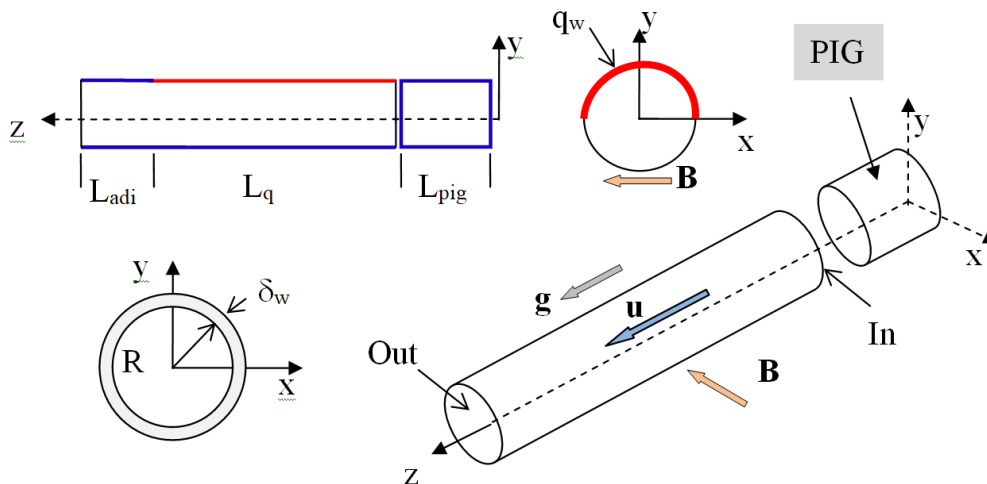


Рисунок 3.1 – Геометрия расчетной области

При моделировании сопряженной задачи в РО добавлялась стенка трубы с безразмерной толщиной $\delta_w = 0,0526$. Нагреватель с постоянной плотностью теплового потока располагался либо на внутренней поверхности трубы (задача без стенки), либо на внешней поверхности в области $y > 0$.

Распределения плотности теплового потока и индукции магнитного поля по длине трубы показаны на рисунке 3.2. Вертикальной зеленой линией отмечено сечение экспериментальных измерений, $z_{exp} = 74$ (37 калибров от начала обогрева). Следует отметить, что такое распределение магнитного поля относительно зоны нагрева использовалось и в DNS моделировании [7]. Экспериментальные данные, судя по последней статье [6], были получены при несколько ином распределении индукции магнитного поля относительно распределения теплового потока (см. рисунок 3.3).

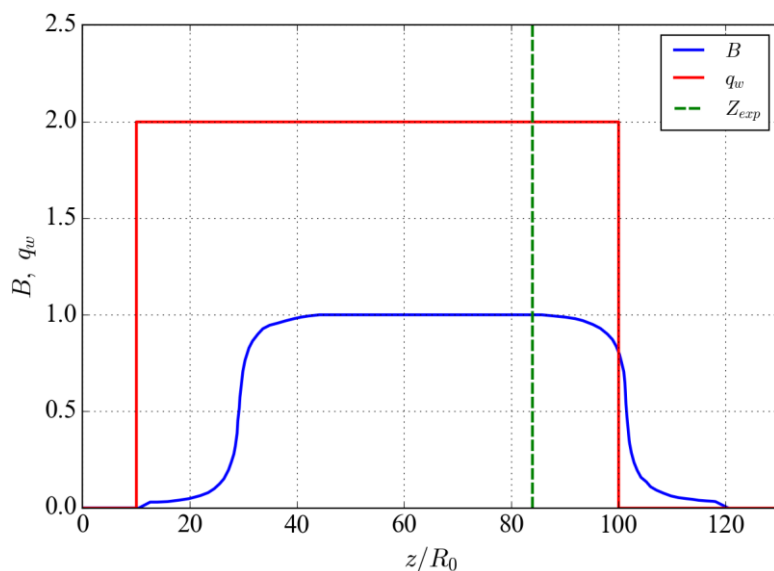


Рисунок 3.2 – Распределения безразмерных индукции магнитного поля и теплового потока вдоль оси трубы (вариант qB).

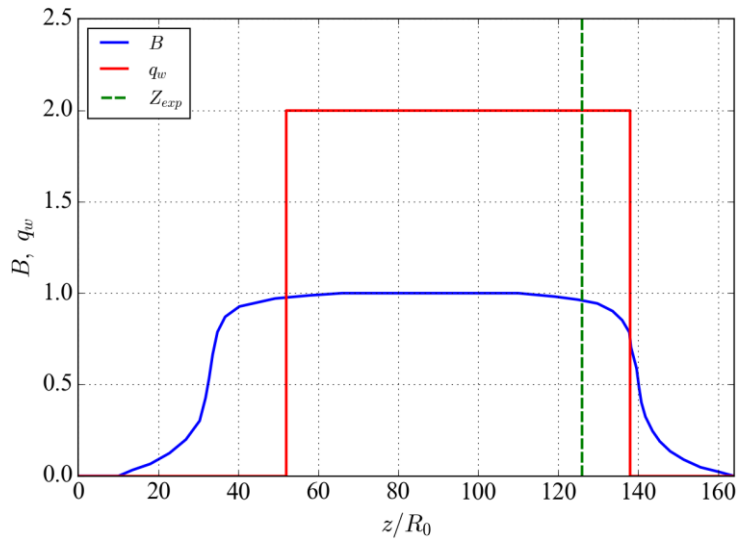


Рисунок 3.3 – Распределения безразмерных индукции магнитного поля и теплового потока в работе [6] (вариант Bq)

Таблица 3.1 – Обозначение расчетных режимов

№	Обозначение	Ha	Стенка	Koxid
1	noSW	0	нет	нет
2	SW	0	сталь	нет
3	qB	300	нет	нет
4	qB_w	300	сталь	нет
5	qB_k10	300	сталь	10
6	qB_k30	300	сталь	30
7	Bq	300	нет	нет
8	Bq_k10	300	сталь	10
9	Bq_k90	300	сталь	90

В таблице 3.1. приводятся обозначения расчетных режимов, результаты которых обсуждаются в данном отчете.

Математическое описание задачи

Математическая постановка задачи включает в себя нестационарные уравнения в безразмерном виде: неразрывности (3.4), сохранения импульса (3.5), уравнение для электрического потенциала (3.6), уравнение энергии для жидкости (3.8) и твердой стенки (3.9)

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u}\mathbf{u} - \left(\frac{1}{\text{Re}_0} + \nu_{sgs} \right) \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{f}_m + \mathbf{f}_g, \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = Ha_0 \nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} \times \mathbf{e}_b), \quad \mathbf{e}_b = \mathbf{B}^* / B_0^* = (-1, 0, 0), \quad (3.6)$$

$$\mathbf{f}_m = Ha_0^2 \left\{ -\frac{1}{Ha_0} [\nabla \varphi \times \mathbf{e}_b] + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_b) \cdot \mathbf{e}_b - \mathbf{u} \right\}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \theta - \left(\frac{1}{Pe_0} + \frac{\nu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \right) \nabla \theta \right) = 0, \quad (3.8)$$

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - \nabla \cdot \left(\frac{\lambda_w^*}{\lambda_f^* Pe_0} \nabla \theta \right) = 0. \quad (3.9)$$

Безразмерный вид для температуры и давления в случае опускного течения в вертикальной трубе:

$$\theta = \frac{T^* - T_0^*}{q_{w,ave}^* R^* / \lambda^*}, \quad p = \frac{p^* - \rho^* g^* z^* - \beta_p^* z^*}{\rho^* u_0^{*2}}, \quad (3.10)$$

здесь T_0^* - температура на входе в трубу, β_p^* - компонента градиента давления по оси z^* , g^* - ускорение свободного падения.

Силы плавучести учитывались в приближении Буссинеска.

$$\mathbf{f}_g = (0, 0, f_{g,z}), \quad f_{g,z} = -\frac{Gr_0}{Re_0^{*2}} \theta, \quad Gr_0 = \frac{g \beta_T q_w^* R^{*4}}{\lambda^* \nu^{*2}}, \quad (3.20)$$

где $\beta_T = -\frac{1}{\rho^*} \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial T^*} \right)_p$ - коэффициент термического расширения.

Теплофизические свойства жидкости и материала стенки считаются постоянными.

В качестве LES модели в расчетах использовалась когерентная модель CSM (The coherent structure Smagorinsky model), предложенная Kobayashi [9]. Подсеточная вязкость ν_{sgs} вычисляется с использованием модели Смагоринского, в которой константа C_s заменяется на функцию C_{csm} :

$$\nu_{sgs} = (C_{csm} \Delta V^{1/3})^2 \cdot \sqrt{G}, \quad C_{csm} = \sqrt{\frac{1}{22} |F_{CS}|^{3/2} (1 - F_{CS})}, \quad F_{CS} = \frac{Q}{E}, \quad (3.21)$$

$$Q = \frac{1}{2} [\Omega_{i,j} \Omega_{i,j} - S_{i,j} S_{i,j}], \quad E = \frac{1}{2} [\Omega_{i,j} \Omega_{i,j} + S_{i,j} S_{i,j}]$$

$$G = 2S_{i,k} S_{i,k}, \quad S_{i,k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

где ΔV - объем расчетной ячейки.

Подсеточное число Прандтля Pr_{sgs} принималось равным 0,85.

Граничные и начальные условия

На входе в трубу «In» (см. рисунок 3.1) задаются мгновенные турбулентные поля скоростей u_x , u_y , u_z , соответствующие течению с постоянными свойствами на стабилизированном участке трубы, и постоянная температура $\theta_{in} = 0$. Для генерации турбулентных пульсаций на входе используется PIG (Periodic Inlet Generator) кода ANES. Он реализуется выделением части РО в независимую подобласть (PIG на рисунке 3.1) с периодическими граничными условиями и с постоянной заданной средней скоростью $u_{in} = 1$. В нестационарных расчетах для этого используется специальный источник β_P в уравнении для u_z в зоне PIG, который на каждом шаге по времени специальным алгоритмом ANES подбирается так, чтобы $u_{in} = 1$.

На внутренней поверхности трубы для вектора скорости задавалось условие $\mathbf{u} = 0$. На выходной границе («Out») задавались давление $p_{out} = 0$ и выходные граничные условия для компонент скоростей и температуры. Для электрического потенциала на всех внешних границах ставились «адиабатические» условия $\partial\phi/\partial n = 0$.

При моделировании задач без стенки на внутренней поверхности трубы задавалось граничное условие второго рода (\mathbf{n} – внутренняя нормаль к границе, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$):

$$\left. \left\{ -\frac{\partial\theta}{\partial n} \right\} \right|_{r=1} = \begin{cases} 2, & 10 < z < L_q \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \quad (3.22)$$

В задачах со стенкой тепловое условие задавалось на внешней поверхности трубы:

$$\left. \left\{ -\lambda_s \frac{\partial\theta}{\partial n} \right\} \right|_{r=1+\delta_w} = \begin{cases} 2/(1+\delta_w), & 10 < z < L_q \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \quad (3.23)$$

В качестве начальных условий для моделирования использовались либо поля переинтерполированные с другого варианта, либо стационарное стабилизированное турбулентное изотермическое решение, полученное с помощью k-ε RANS модели кода ANES, на которое были наложены случайные возмущения.

При моделировании турбулентных режимов ($Ha = 0$) процесс решения разбивался на два этапа:

- 1) выход на квазистационарный режим $\tau_{beg} = 100 - 200$,
- 2) осреднение $\tau_{ave} = 240$ (38 секунд размерного времени).

На этапе осреднения шаг по времени Δt был постоянен, поэтому для осреднения используются следующие соотношения:

$$\bar{F} = \frac{\sum_{i=1}^{N_\tau} F_i}{N_\tau}, \quad \overline{F_1'F_2'} = \overline{F_1F_2} - \bar{F}_1 \cdot \bar{F}_2, \quad F' = F - \bar{F}, \quad (3.24)$$

где N_τ - число шагов на этапе осреднения.

При моделировании режимов с крупномасштабными низкочастотными режимами процесс осреднения не проводился, а время расчета составляло порядка $\tau_{\text{calc}} = 500 - 800$ (4 или 5 периодически повторяющихся структур по времени).

Расчетные сетки

Для моделирования использовались неструктурные декартовые сетки с локальным дроблением и шестигранными ячейками вблизи границ. Сетки в поперечном сечении (x,y) для варианта без стенки (NoSW) и со стенкой (SW) показаны на рисунке 3.4.

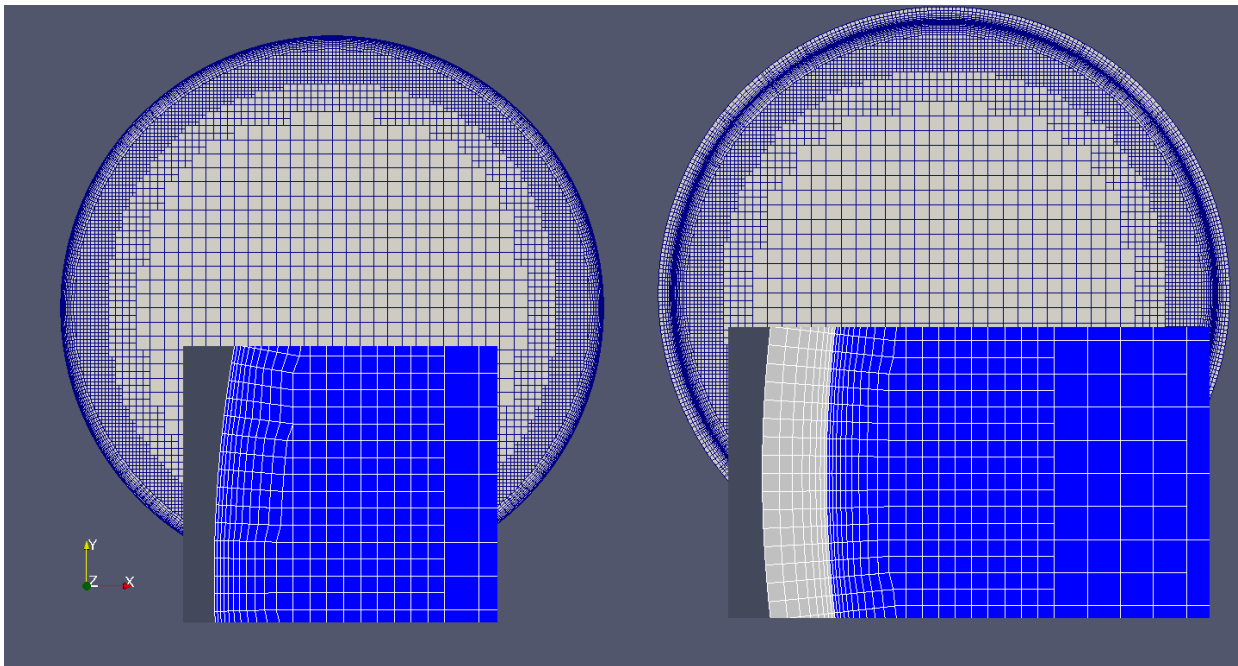


Рисунок 3.4 – Сетки КО в сечении XY для варианта NoSW (слева) и SW (справа)

Число ячеек в поперечном сечении (x,y) $N_{xy} = 9949$ для варианта NoSW и $N_{xy} = 12\,688$ для сопряженной постановки SW. В аксиальном направлении использовалась равномерная сетка, и число ячеек по оси z зависело от длины адиабатической зоны L_{adi} : $N_z = 880$ для $L_{\text{adi}} = 10$ и $N_z = 1040$ для $L_{\text{adi}} = 30$. Таким образом, общее число ячеек N_{cv} :

$L_{\text{adi}} = 10$: $N_{\text{cv}} = 8.8$ млн. (NoSW) и 11.2 млн. (SW)

$L_{\text{adi}} = 30$: $N_{\text{cv}} = 10.4$ млн. (NoSW) и 13.2 млн. (SW)

Сеточная сходимость

Для исследования сеточной сходимости и подбора числа ячеек сетки использовался следующий подход. Было проведено моделирование на разных сетках только PIG участка, т.е. стабилизированного турбулентного течения в трубе при постоянных свойствах ($L_{pig} = 10$). Для сравнения использовались данные «эталонного» DNS моделирования [10] для $Re_\tau = 360$ ($Re = 11\,700$).

Число Рейнольдса Re_τ и расстояние до стенки y^+ в переменных стенки рассчитывались по соотношениям:

$$u_{\tau 0}^* = \sqrt{\frac{\tau_{w,ave}^*}{\rho^*}}, \quad \tau_{w,ave}^* = \rho^* \nu^* \left(\overline{\frac{\partial u_z^*}{\partial n}} \right)_w, \quad Re_\tau = \frac{u_{\tau 0}^* R^*}{\nu^*}, \quad y^+ = \frac{u_{\tau 0}^* y_w^*}{\nu^*} \quad (3.25)$$

где $\tau_{w,ave}^*$ - среднее касательное напряжение, осредненное по времени и по всей внутренней поверхности трубы, y_w^* - расстояние до ближайшей точки поверхности трубы.

В силу осевой симметрии задачи и стабилизированного течения при осреднении по времени дополнительно проводилось пространственное осреднение по углу цилиндрической системы координат θ и координате z .

На рисунке 3.5 представлено сравнение профиля скорости и интенсивности пульсаций компонент скорости в цилиндрической системе координат (r, θ, z)

$$u_{z,rms} = \sqrt{\overline{u'_z u'_z}}, \quad u_{r,rms} = \sqrt{\overline{u'_r u'_r}}, \quad u_{\theta,rms} = \sqrt{\overline{u'_\theta u'_\theta}}$$

с данными DNS для сетки КО, описанной в предыдущем пункте.

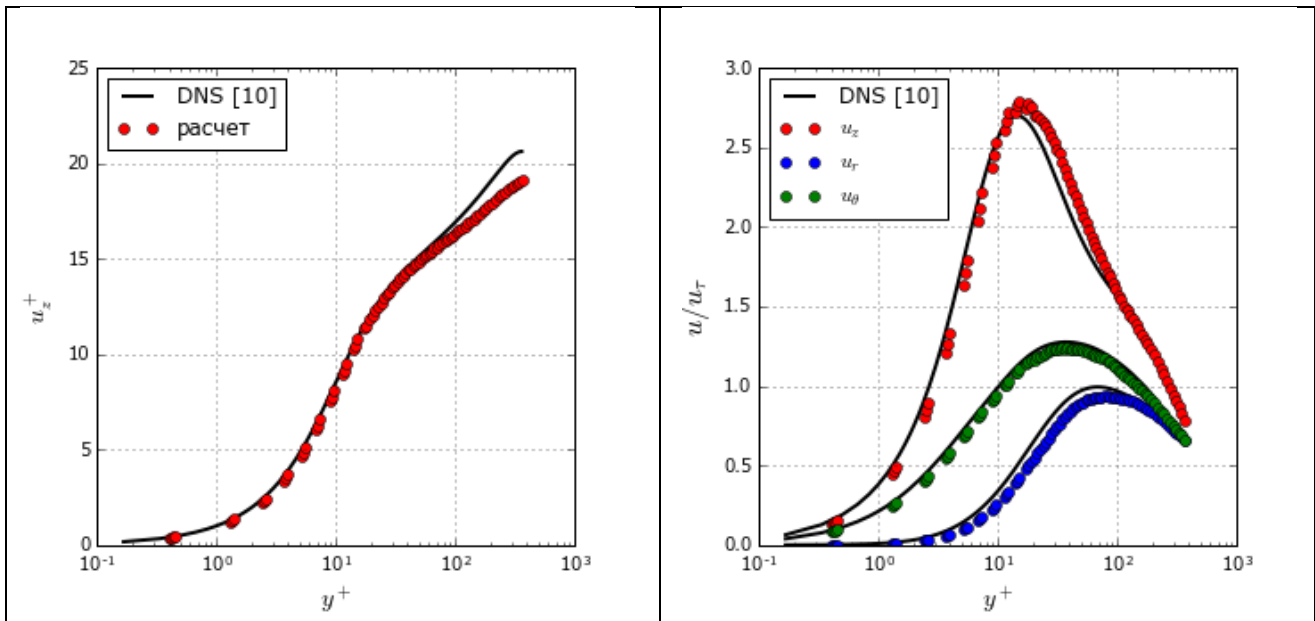


Рисунок 3.5 – Безразмерный профиль продольной скорости (слева) и интенсивности пульсаций компонент вектора скорости в PIG-области

Как видно на рисунке 3.5 используемая расчетная сетка хорошо разрешает турбулентные характеристики потока для заданных режимных параметров.

Расчеты в данной работе были выполнены для чуть меньшего числа Рейнольдса $Re = 10\,000$, которому соответствует $Re_\tau = 325$.

Характерные размеры ячеек сетки в переменных стенки для всех вариантов были одинаковы и равны (y_w^+ – расстояние до стенки от центра пристеночного КО):

$$\Delta z^+ = 40, \Delta x^+(\text{центр}) = \Delta y^+(\text{центр}) = 17, y_w^+ = 0.34,$$

что находится в пределах «хорошей LES сетки» в классификации А.В. Гарбарука [11].

3.2. Результаты расчетов задачи об опускном течении ртути в неоднородно обогреваемой трубе при отсутствии магнитного поля ($Ha=0$)

На первом этапе работы был смоделирован режим без магнитного поля ($Ha=0$), при котором основное влияние на турбулентность оказывают силы плавучести и наличие теплопроводящей твердой стенки. Результаты, приведенные ниже, получены при $Re = 10^4$, $Pr = 0,025$ и $Gr = 6 \cdot 10^7$.

Влияние стенки на турбулентные пульсации температуры исследовались во многих работах, но первой была работа Касаги [12]. Общий вывод этих работ следующий. При отсутствии реальной стенки и задании постоянной плотности теплового потока при $r^* = R^*$ интенсивность пульсаций температуры вблизи стенки практически постоянна и отлична от нуля. При наличии стенки подавление интенсивности пульсаций на границе раздела зависит от значений трех безразмерных параметров: числа Pr , безразмерной толщины стенки δ_w^{++} и отношения термических активностей жидкости и стенки K :

$$\delta_w^{++} = \frac{u_{\tau 0}^* \delta_w^*}{\nu^*} \sqrt{\frac{a^*}{a_s^*}}, \quad K = \frac{\rho^* c_p^*}{(\rho^* c_p^*)_s} \sqrt{\frac{a^*}{a_s^*}}, \quad a^* = \frac{\lambda^*}{\rho^* c_p^*} \quad (3.26)$$

Для стенок с большой толщиной $\delta_w^{++} > 10$ подавление пульсаций зависит только от отношения K . Для рассматриваемой задачи

$$K=0.51, \quad \delta_w^{++} = 17,$$

и интенсивность пульсаций температуры вблизи стенки должна заметно подавляться. Отметим, что этот результат был подтвержден нашими расчетами.

Гидродинамические поля

Наличие сил плавучести приводит к существенному искажению профиля скорости, однако вблизи обогреваемой стенки в осредненном течении не возникает возвратных токов. На рисунке 3.6 показаны мгновенные и осредненные по времени поля аксиальной скорости в плоскости y, z для $x = 0$. Верхняя часть сечения трубы на рисунке 3.6 соответствует обогреваемой (горячей) стенке, а нижняя часть – холодной стенке (отметим, что система координат, показанная на рисунке 3.6 и др. не «привязана» к трубам и показывает только направление осей). Силы плавучести вызывают существенную интенсификацию турбулентности в области обогреваемой стенки. На рисунке 3.7 показаны поля безразмерной турбулентной энергии $k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2}$, а на рисунке 3.8 справа те же поля в сечении измерения.

Также на рисунке 3.8 слева представлены профили скорости по вертикальной координате в сечении измерения (37D* от начала обогрева). Там же зеленым цветом показан профиль скорости на входе в трубу (зона PIG).

Хорошо видно, что стенка трубы практически не оказывает влияния на гидродинамические турбулентные характеристики и поле скорости.

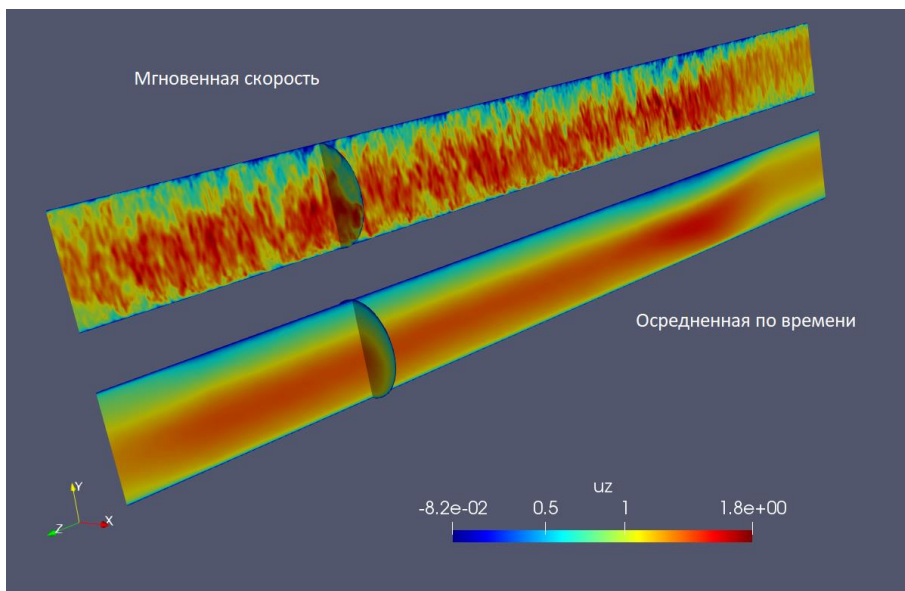


Рисунок 3.6 – Поля мгновенной и осредненной аксиальной скорости u_z для варианта без стенки (по оси z изображение сжато в 5 раз)

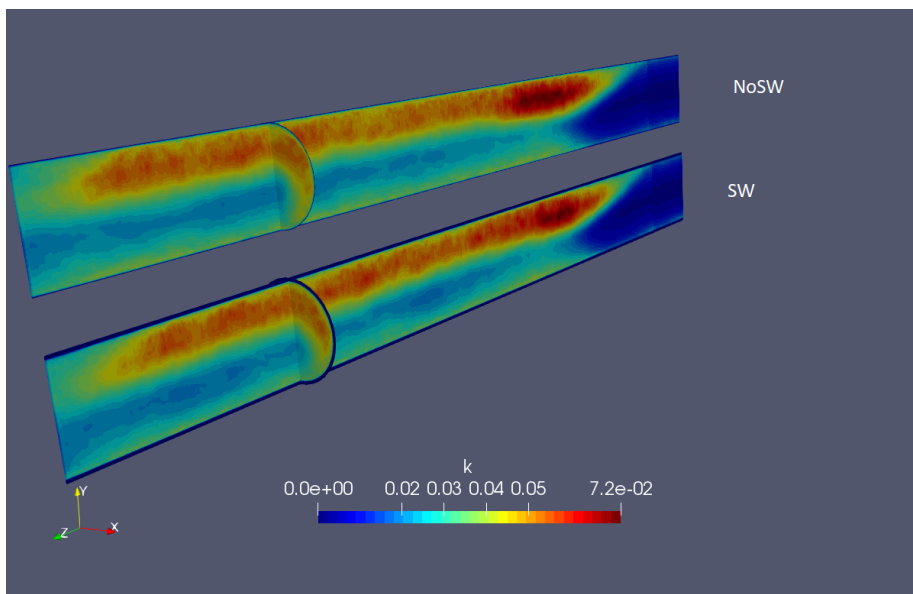


Рисунок 3.7 – Поля турбулентной энергии k для варианта без стенки и с твердой стенкой

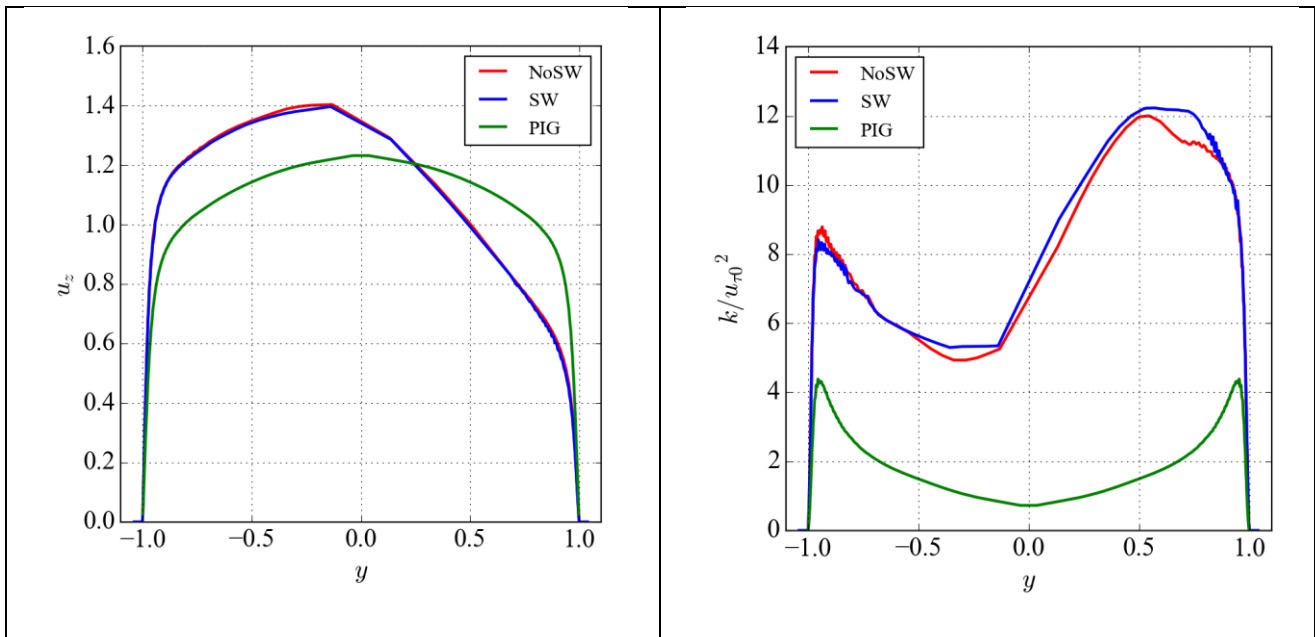


Рисунок 3.8 – Профиль скорости u_z и безразмерной турбулентной энергии по оси y в сечении измерения (кривые красного и синего цвета). Кривая зеленого цвета соответствует развитому турбулентному течению в зоне входного генератора турбулентности

Температурные поля

Совсем другое влияние стенки трубы оказывает на температурные пульсации. На рисунке 3.9 показаны мгновенное и осредненное по времени поле безразмерной температуры, а на рисунке 3.10 – мгновенные поля температур на внутренней поверхности трубы и на ее внешней поверхности (для случая сопряженной задачи). Хорошо видно, что учет стенки приводит к «сглаживанию» пространственных пульсаций.

На рисунке 3.11 показано сравнение расчетных пульсаций размерной температуры в центре сечения измерения с экспериментальными данными. Можно отметить хорошее соответствие как по значениям, так и амплитудам, а также по форме временного сигнала.

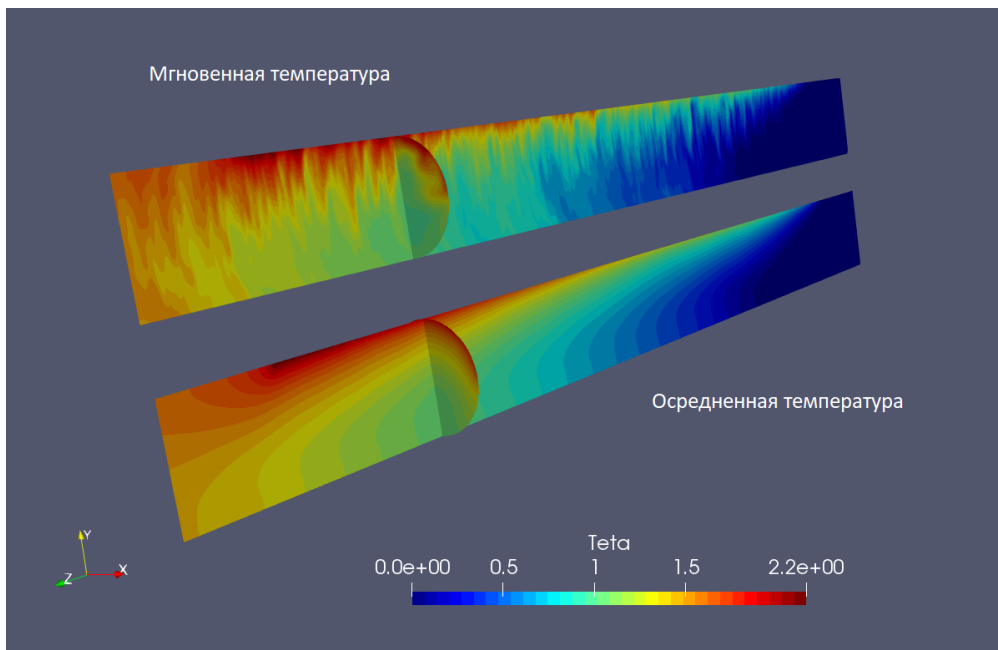


Рисунок 3.9 – Мгновенная и осредненная температура жидкости (вариант NoSW)

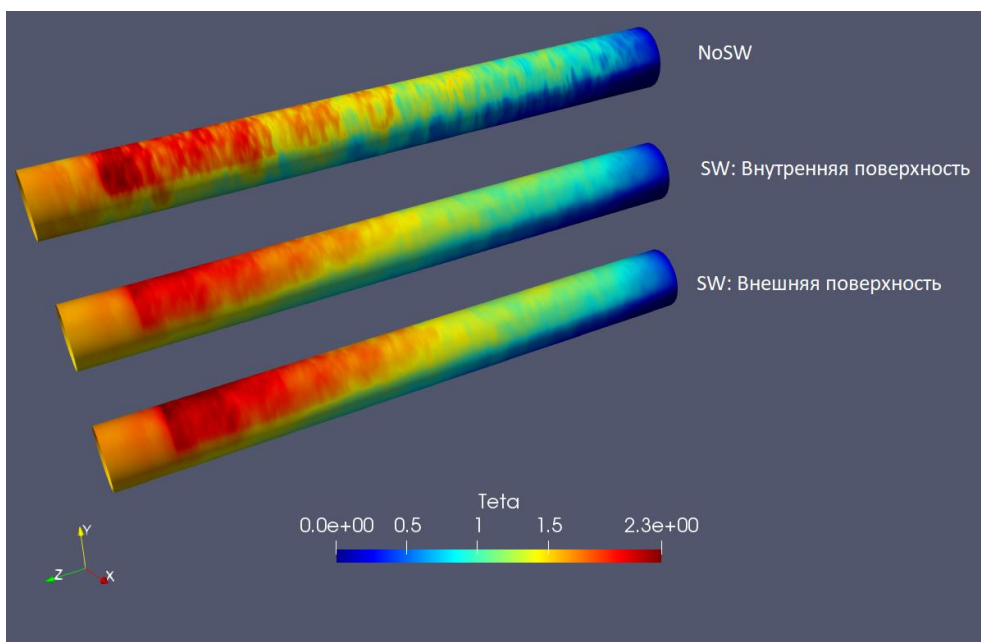


Рисунок 3.10 – Мгновенная температура стенок трубы (исключена начальная область
PIG)

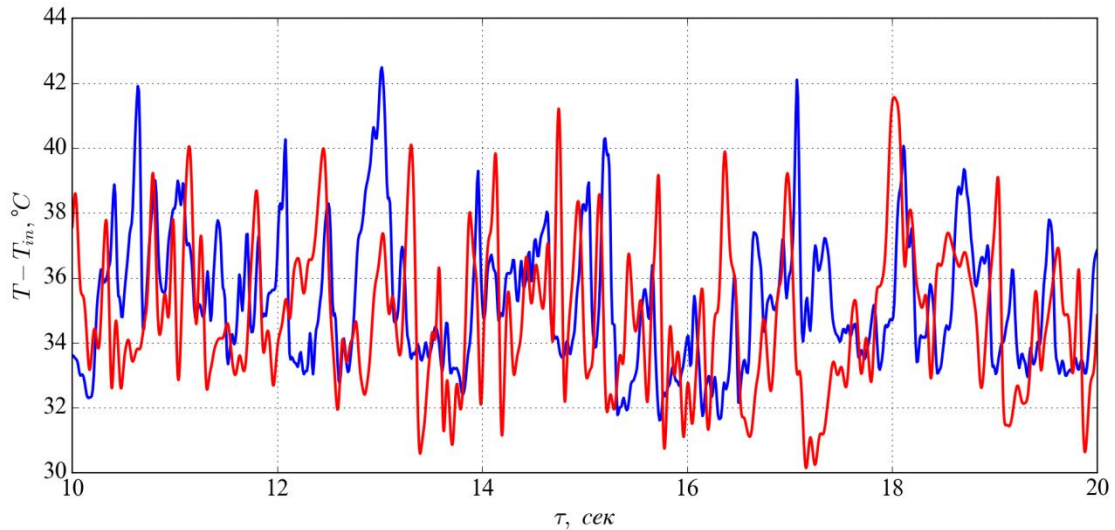


Рисунок 3.11 – Пульсации размерной температуры в центре трубы в сечении измерения: синяя линия – экспериментальные данные [5], красная – расчет варианта SW

Поля безразмерной интенсивности пульсаций температуры $\theta_{rms} = \sqrt{\theta \cdot \bar{\theta}}$ показаны на рисунке 3.12. Хорошо видно, что учет стенки приводит к подавлению пульсаций.

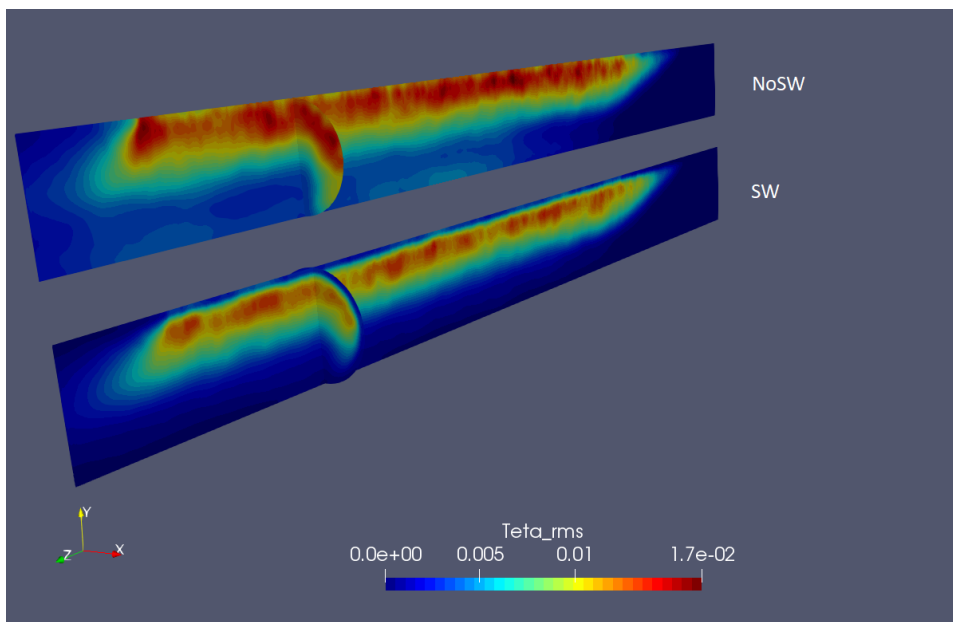


Рисунок 3.12 – Поля интенсивности пульсации температуры для варианта без учета стенки (NoSW) и с учетом стенки (SW)

На рисунках 3.13, 3.14 представлено сравнение рассчитанных температурных полей с экспериментальными данными [5] в размерном виде в сечении измерения. На рисунке 3.15 показано сравнение распределения температуры и ее интенсивности пульсаций $T_{rms} = \sqrt{T' \cdot T'}$

по вертикальной оси в сечении измерения. Различные экспериментальные точки (0-55 и 55-0) соответствуют различным сериям измерений с использованием одного из двух полуцилиндрических нагревателей («верхнего», или «нижнего»). Хорошо видно, что вариант расчета без стенки плохо описывает интенсивность пульсаций вблизи стенки трубы в отличие от сопряженного варианта расчета.

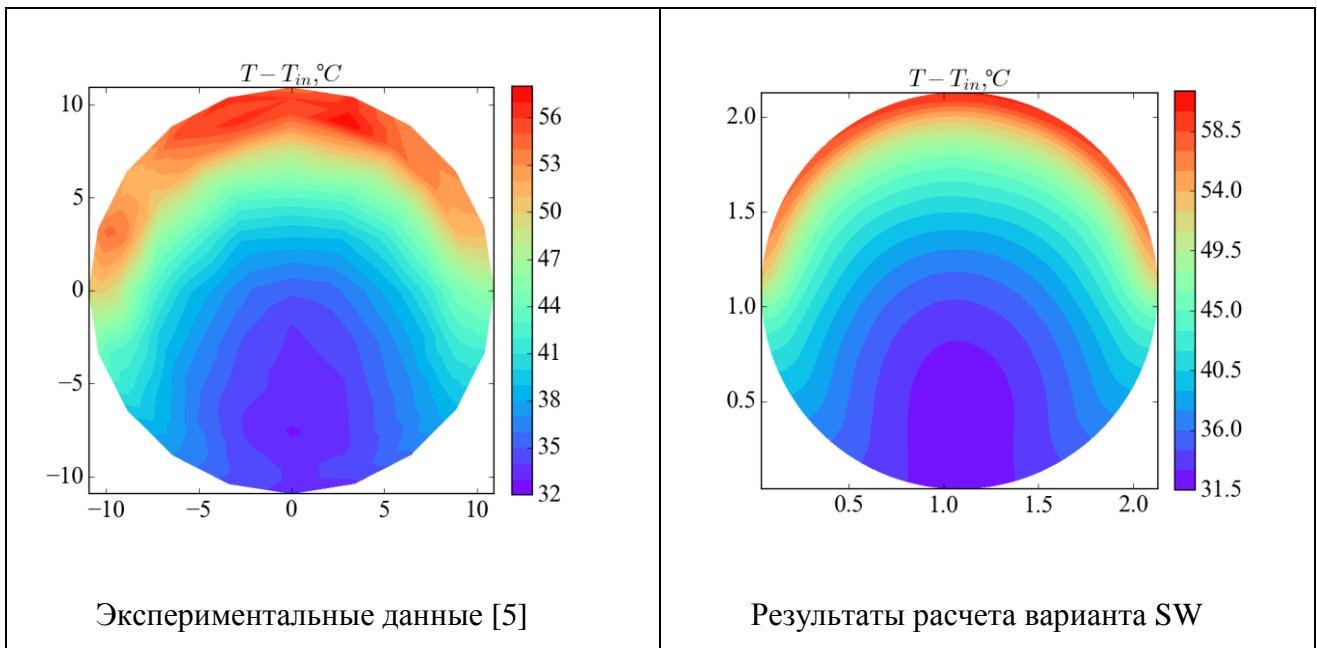


Рисунок 3.13 – Поля размерной температуры в сечении измерения

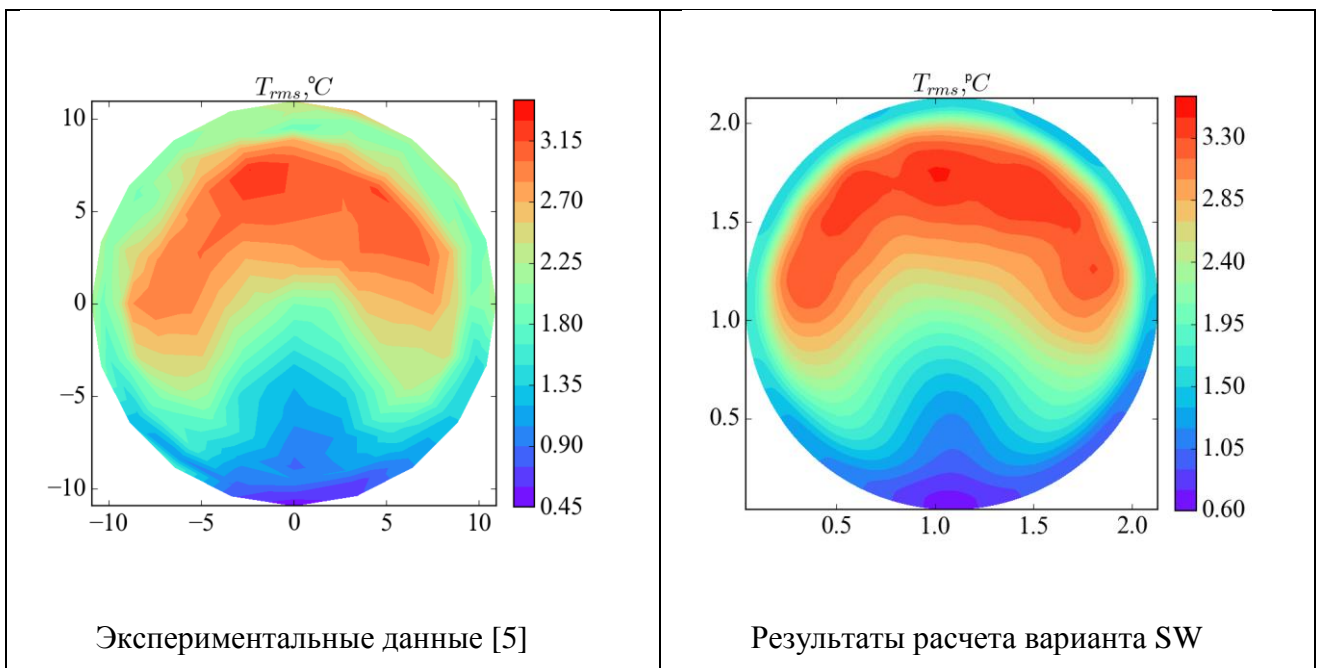


Рисунок 3.14 – Поля размерной интенсивности пульсаций температуры в сечении измерения

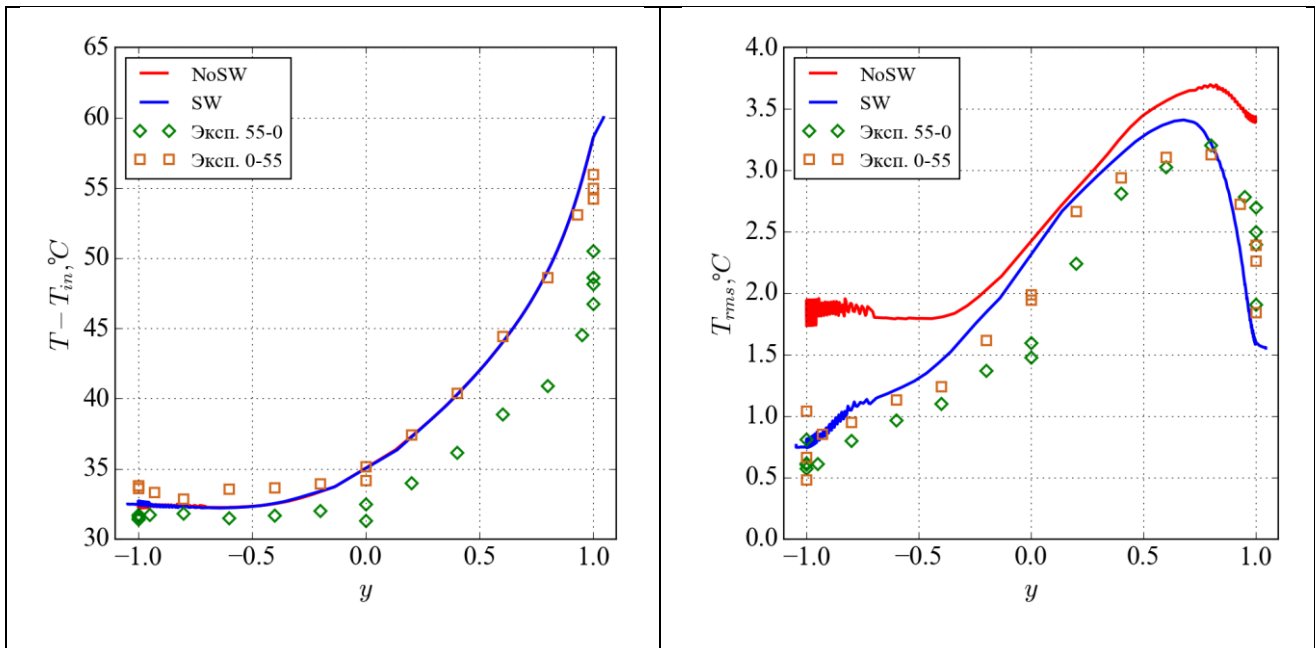


Рисунок 3.15 – Профиль размерной температуры и интенсивности пульсаций температуры по оси «у» в сечении измерения

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Опускное течение в трубе с половинным обогревом при исследуемых режимных параметрах ($Re = 10^4$, $Pr = 0,025$ и $Gr = 6 \cdot 10^7$, $Ri = Gr/Re^2 = 0,6$) приводит к существенной турбулизации потока, особенно вблизи обогреваемой стенки. При этом в области обогреваемой стенки не возникает обратных токов.

2. Учет стенки не оказывает существенного влияния на осредненные поля скорости и температуры. Однако учет реальной стенки приводит к сильному подавлению пульсаций температуры вблизи стенки.

3. Наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных по температурным характеристикам.

3.3. Результаты расчетов смешанной конвекции ртути при опускном течении в трубе и воздействии поперечного магнитного поля с $Na=300$ и началом зоны неоднородного обогрева до зоны действия магнитного поля (варианты qB)

3.3.1. Вариант без учета твердой стенки трубы

На следующем этапе было проведено моделирование опускного течения при наличии магнитного поля, действующем внутри зоны обогрева. Сначала был смоделирован вариант без учета твердой стенки (qB) в той же постановке, что и DNS работы [7,8]. В качестве начального распределения использовались поля, полученные при $Na=0$. Поскольку в расчетах с магнитным полем безразмерная длина адиабатического участка L_{adi} была увеличена с 10 до 30, то использовалась переинтерполяция решения на дополнительную расчетную область. Число Na линейно увеличивалось до максимального значения $Na=300$ в течение 10 безразмерных единиц времени.

Характер пульсаций безразмерной температуры в центре сечения измерения ($37D^*$ от начала обогрева) на всем этапе расчета показан на рисунке 3.16. Синими линиями показан интервал расчета, который в дальнейшем использовался для анализа ($\Delta\tau^* = 60 - 110$ сек).

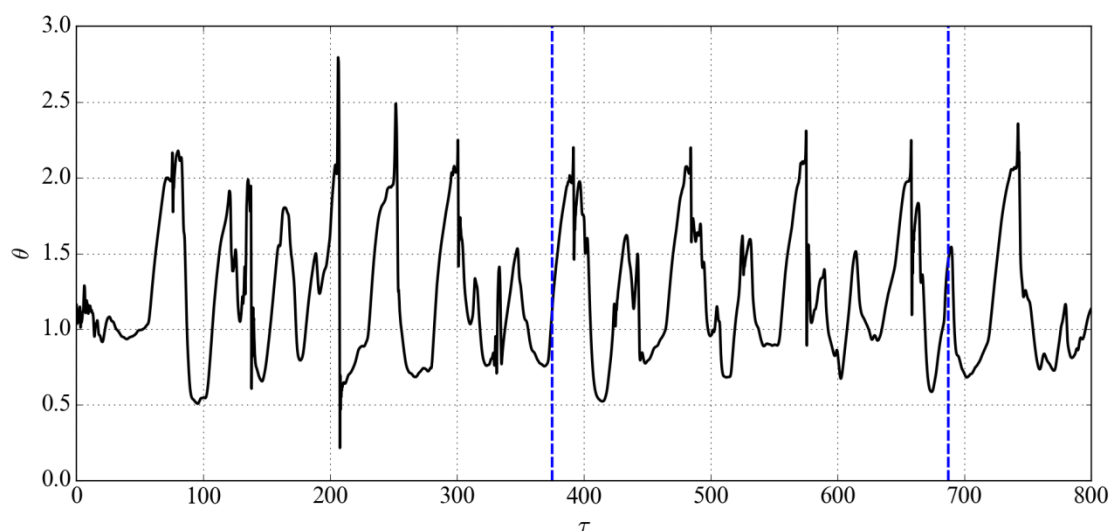


Рисунок 3.16 – Пульсации безразмерной температуры в центре сечения измерения (максимальное размерное время решения $\tau^*_{max} = 128$ сек)

На рисунке 3.17 показано сравнение расчетных и экспериментальных размерных температурных временных зависимостей в сечении измерения: а) на оси трубы $x=0, y=0$, б) вблизи поверхности обогрева, $x=0, y=0,95$, с) вблизи холодной стенки $x=0, y=-0,95$. На рисунках явно присутствуют периодические низкочастотные пульсации температуры.

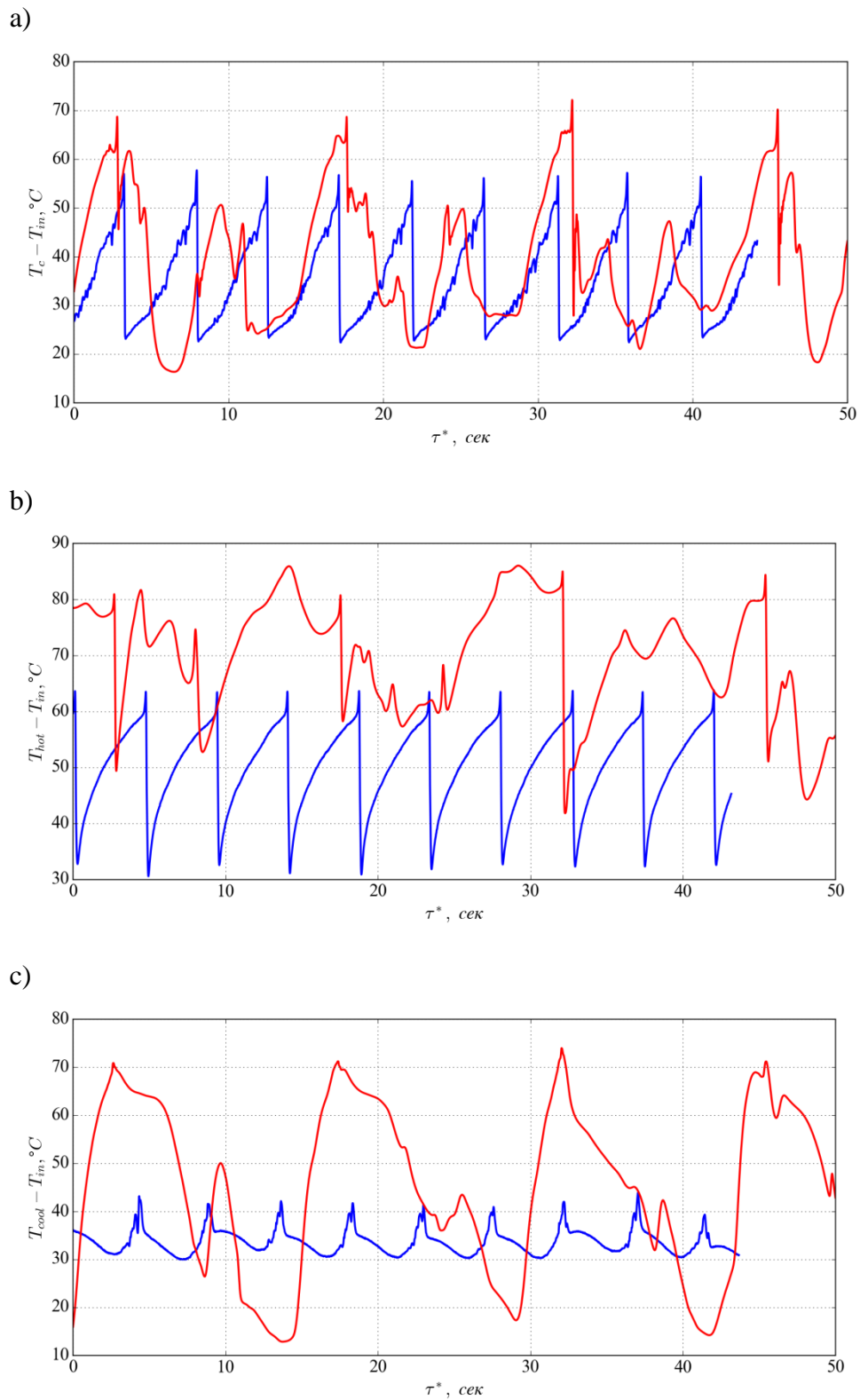


Рисунок 3.17 – Сравнение пульсации размерной температуры: а) в центре сечения измерения ($x=0, y=0$), б) вблизи горячей поверхности ($x=0, y=0,95$), с) у холодной поверхности ($x=0, y=-0,95$). Красные кривые – результаты данной работы; синие кривые – данные [5]. Отсчет времени на данном рисунке ведется от момента времени ($\tau^* = 60$ с), отмеченного левой пунктирной синей прямой на рис. 3.16

Качественно и частично количественно пульсации температуры в центре сечения измерения соответствуют экспериментальным данным. Но пульсации вблизи стенок (горячей и холодной) существенно отличаются. Отметим, что наши осциллограммы в центре канала очень похожи на осциллограммы, полученные в DNS расчетах [7] (рисунок 3.18). К сожалению, в [7] не приведены зависимости температурных пульсаций вблизи стенок.

На рисунке 3.19 приведены временные спектры пульсаций, представленных на рисунке 3.17а. Хорошо видно отличие расчетных и экспериментальных спектров пульсаций. В результатах расчетов хорошо заметна дополнительная низкочастотная мода, связанная с «промежуточными» пиками температуры, представленными на рисунке 3.16. В работе [7] приведен спектр пульсаций, изображенных на 3.18, но, к сожалению, в привычном логарифмическом масштабе. Хотя на нем тоже можно видеть существенный сдвиг основной моды в сторону низких частот.

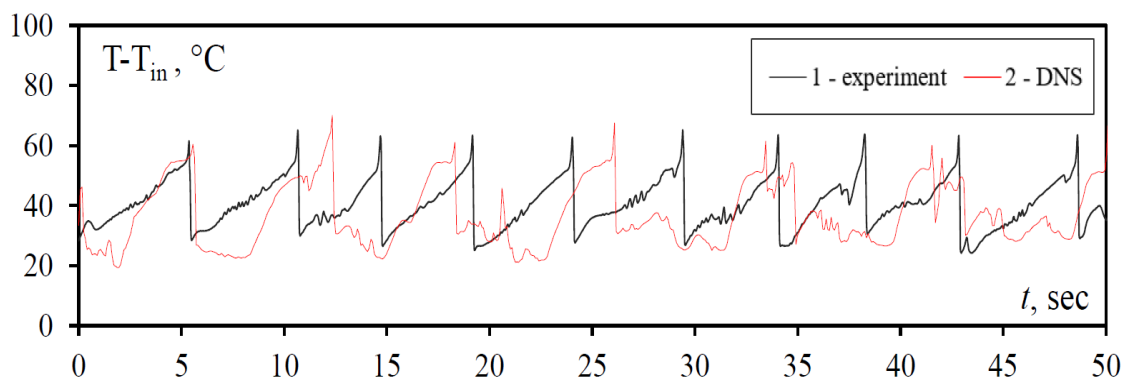


Рисунок 3.18 – Сравнение пульсаций температуры в экспериментах [5] в центре сечения измерения с данными DNS Зиканова и Листратова [8]

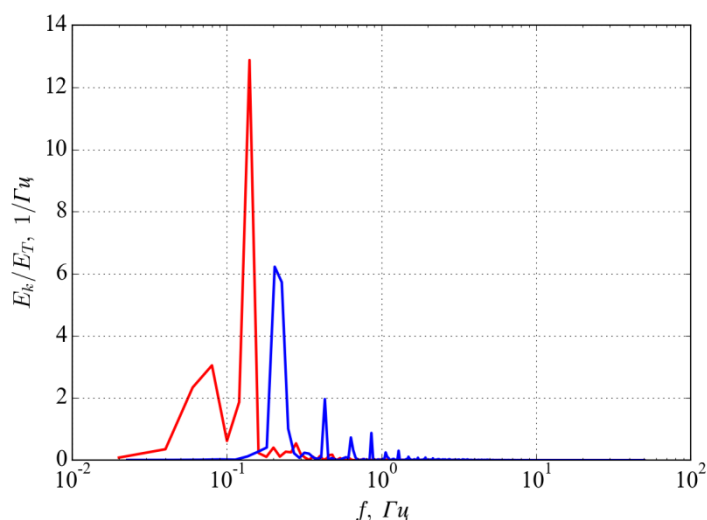


Рисунок 3.19 – Сравнение спектров пульсаций температуры в центре сечения измерения настоящей работы (красные линии) с экспериментальными данными [5] (синие линии)

Причина существенного отличия рассчитанных нами и измеренных в [5] пульсаций температуры около «горячей» и «холодной» стенок поясняется на рисунках 3.20 – 3.24. На рисунке 3.20 показаны фрагменты осциллограмм температурных пульсаций на оси трубы и около «горячей» стенки в сечении измерения. На этом рисунке вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени, для которых на рисунках 3.21 – 3.23 показаны основные поля в вертикальном (продольном) сечении трубы и в сечении измерения. Справа на картинках указано безразмерное время и размерное время, отсчитываемое от момента времени для первого изображения.

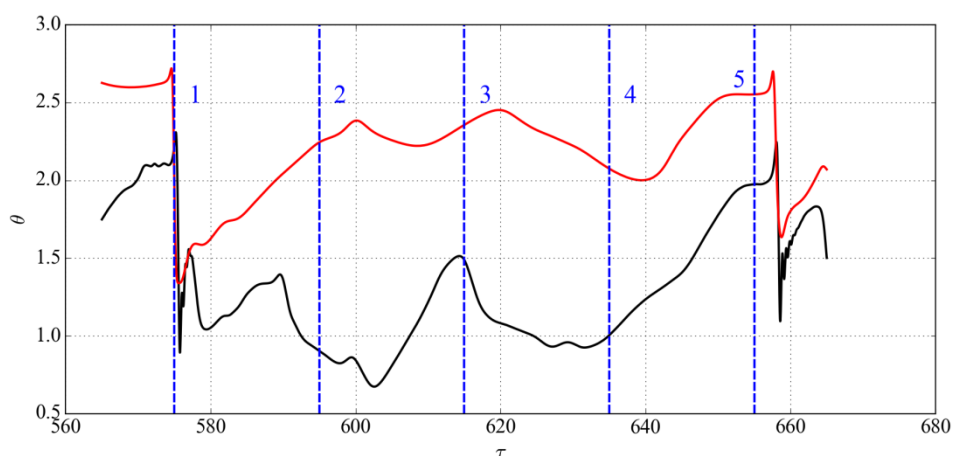


Рисунок 3.20 – Фрагменты рассчитанных осциллограмм пульсаций температуры на оси трубы (черная кривая) и около «горячей» стенки (красная кривая) в сечении измерения (37D*). Пунктирными линиями (1 - 5) показаны моменты времени, для которых построены рис. 3.21 – 3.24

Анализ рисунков 3.21 – 3.24 позволяет описать структуру периодических процессов, протекающих в зоне обогрева и зоне действия магнитного поля.

Под действием магнитного поля происходит практически полное подавление турбулентных пульсаций скорости и температуры в потоке жидкости, поступающей в трубу. За счет сил плавучести на входе в обогреваемый участок и наличия остаточных турбулентных пульсаций возникает своеобразный «термик», растущий на горячей стенке и перемещающийся вниз по течению (рис. 3.21). Из-за поперечного перемешивания жидкости (рис. 3.22) температура термика возрастает, и в итоге к сечению измерения термик приобретает вид сильно прогретой «пробки» жидкости. Заметим, что при движении этого термика возникают интенсивные зоны возвратного течения не только у нагретой стенки, но и у холодной (рис. 3.22). Такое поведение температуры жидкости приводит к сильной

неоднородности температуры стенки трубы (рис. 3.23. Следует заметить, что наблюдаемая картина течения связана не только с влиянием сил плавучести, но и с влиянием электромагнитных сил (силы Лоренца). На рисунке 3.24—показаны поля электрического потенциала, которые, как и поля температуры, также существенно возмущены. На рис. 3.21, 3.22, 3.24 сечение измерения (37D*) показано в виде сечения трубы, нормального к ее оси.

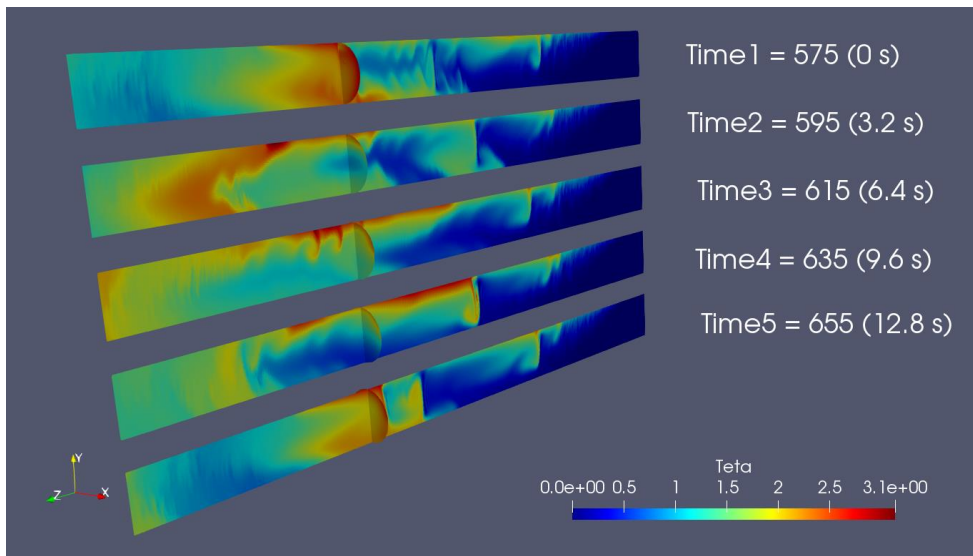


Рисунок 3.21 – Мгновенные поля безразмерной температуры

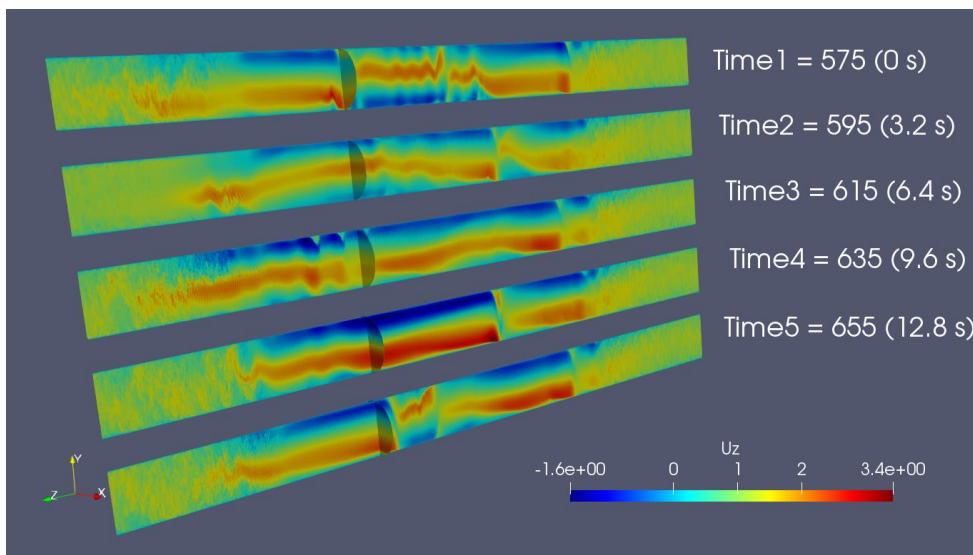


Рисунок 3.22 – Мгновенные поля продольной скорости

Отметим еще один важный момент. Появлению термика способствует возникновение у нагретой стенки зоны возвратного течения (рисунок 3.22).

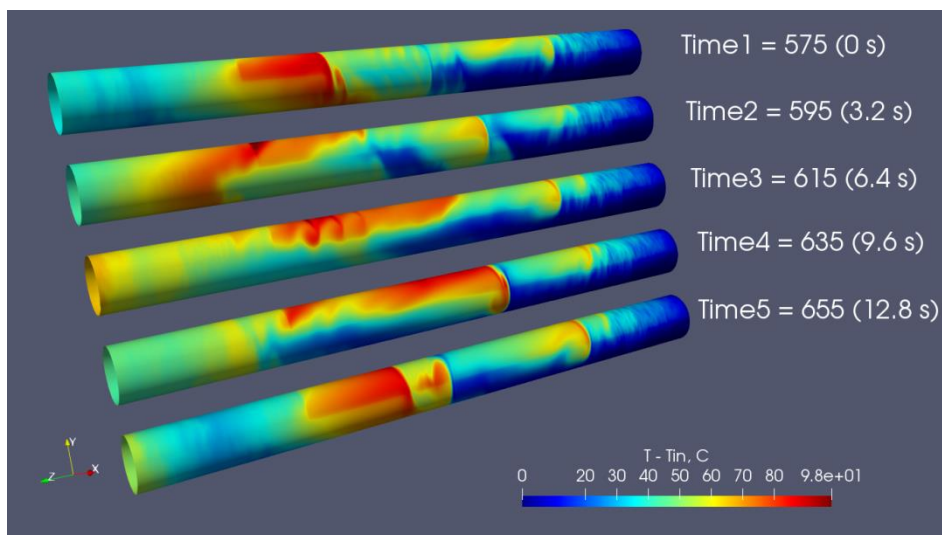


Рисунок 3.23 – Мгновенные поля размерной температуры $T_w - T_{in}$

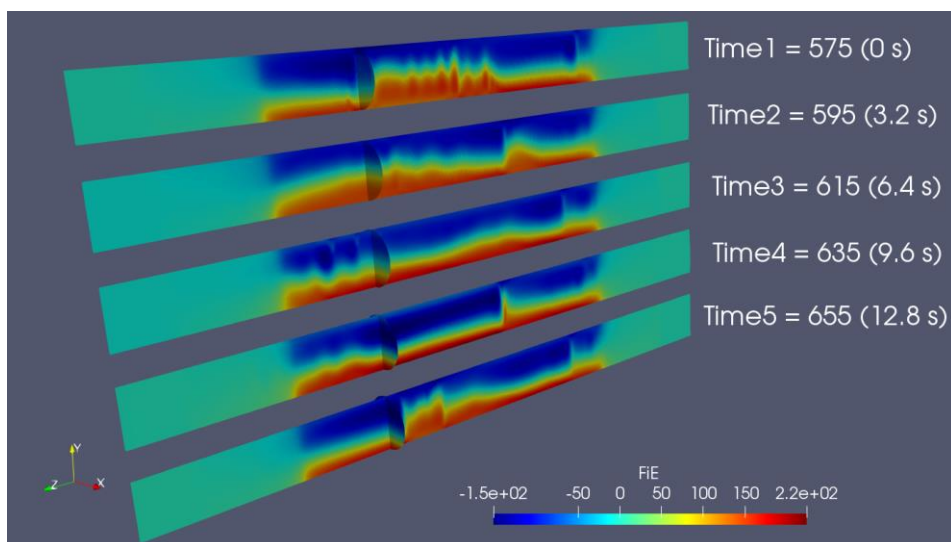


Рисунок 3.24 – Мгновенные поля безразмерного электрического потенциала

Наличие излишней «хаотичности» в формировании крупномасштабных структур, которая отражается на расчетных осциллограммах и не наблюдается на экспериментальных, возможно связана с «отсутствием» твердой стенки, которая приводит к подавлению пульсаций температуры вблизи стенок. Результаты моделирования с учетом стенки приведены ниже.

3.3.2. Варианты с моделированием стенки трубы и оксидной пленки на внутренней поверхности трубы

Как уже отмечалось в разделе 2.1, для описания влияния проводимости стенки на МГД-течение в круглой трубе используется безразмерный критерий

$$c_w = \frac{\sigma_s^* \delta_w^*}{\sigma^* R^*} = \sigma_s \delta_w \quad (3.27)$$

Это критерий возникает в математической модели «тонкой» электропроводной стенки, в которой сама стенка не рассчитывается, а заменяется граничным условием для потенциала (С. Chang [1]). В это граничное условие в виде коэффициента и входит безразмерная проводимость стенки c_w .

Для нашей постановки задачи, ориентированной на экспериментальные данные [5], $c_w = 0,069$, что является признаком средней, но не малой проводимости.

Расчеты варианта qB_w (стальная стенка без оксидной пленки) «стартовали» так же, как и в задаче без стенки (раздел 3.3.1), с полей, рассчитанных при $Ha = 0$.

К нашему удивлению периодических колебаний температуры и скорости в сопряженной постановке с «чистой» стенкой трубы не возникло. Турбулентность была подавлена в зоне действия магнитного поля. Перед этой зоной и ниже ее по течению поток был турбулентным, но внутри зоны течение было ламинарным, что хорошо видно на рисунке 3.25. При этом в зоне обогрева практически отсутствовали протяженные области с интенсивным возвратным течением, хотя и наблюдалось сильное замедление потока вблизи обогреваемой стенки.

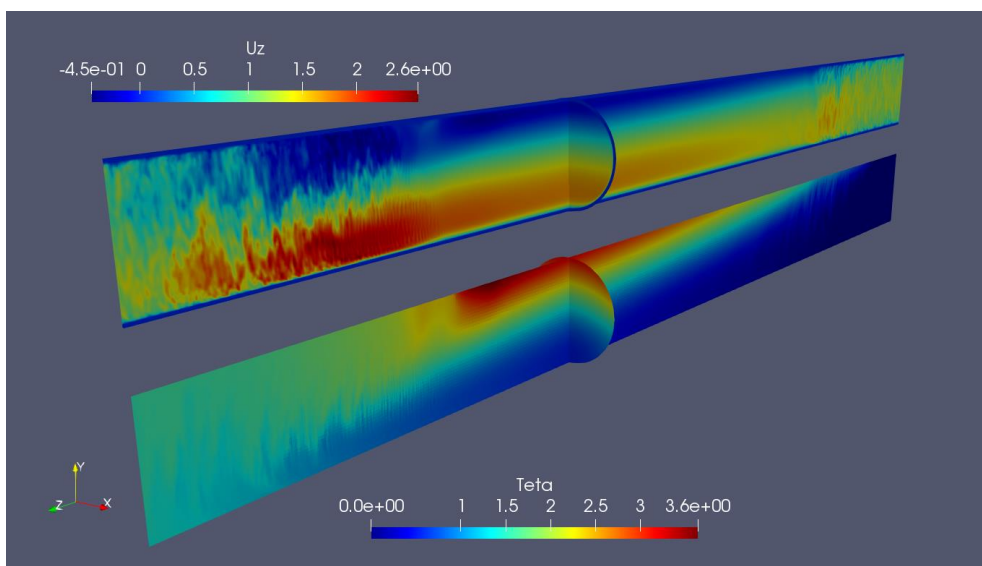


Рисунок 3.25 – Мгновенные поля аксиальной скорости и безразмерной температуры для варианта qB_w

Следует отметить, что поля скорости и температуры, полученные решением стационарной задачи (см. раздел 2.3), при $c_w = 0,069$ ($\sigma_w^* = 1,36 \cdot 10^6 \text{ (}\Omega \cdot \text{м)}^{-1}$) полностью совпали с полями, рассчитанными для варианта qB_w в зоне действия поперечного магнитного поля.

Для моделирования контактного сопротивления в сопряженной задаче использовался подход, описанный в разделе 2.2. В двух слоях приграничных ячеек в стенке задавалась электропроводность, соответствующая заданному параметру k_{oxid} . Расчеты проводились для $k_{oxid}=10$ и 30 (варианты qB_k10 и qB_k30).

Приведем для справки размерные параметры задачи для $k_{oxid} = 30$:

$$R_{oxid} = 0.9 \cdot 10^{-7} \text{ ом} \cdot \text{м}^2, \sigma_{oxid}^* = 176 (\text{ом} \cdot \text{м})^{-1}, \delta_{oxid}^* = 0.048 \text{ мм},$$

$$R_{fluid} = R^* / \sigma^* = 0.9 \cdot 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{м}^2, c_w = 0,069.$$

Следует отметить, что в расчетах теплопроводность оксидного слоя принималась равной теплопроводности стенки, поскольку какие-либо данные о теплопроводности оксидной пленки отсутствуют. В качестве начального распределения использовалось решение с учетом стенки, описанное выше. Задание контактного сопротивления привело к образованию крупномасштабных структур. Расчет варианта с $k_{oxid} = 30$ был запущен с полей варианта $k_{oxid} = 10$ для момента времени $\tau = 365$.

На рисунке 3.26 представлено сравнение пульсаций температуры на оси трубы в сечении измерения ($37D^*$ от начала обогрева) для трех вариантов расчета: без учета стенки (qB) и с оксидной пленкой на стальной стенке (qB_k10 и qB_k30).

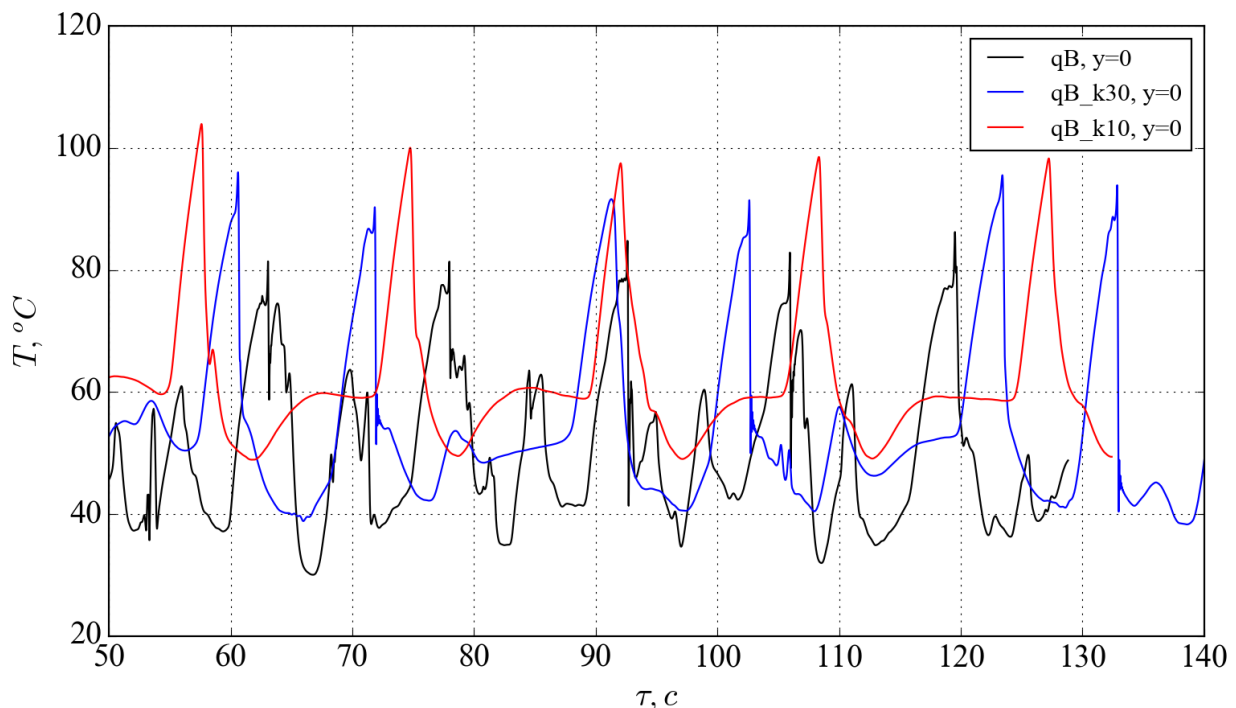


Рисунок 3.26 – Сравнение пульсаций размерной температуры в центре сечения измерения ($x=0, y=0$)

На представленных графиках видно, что с ростом электрического сопротивления оксидной пленки частота пульсаций температуры в центре трубы растет. При этом амплитуда колебаний остается примерно одинаковой, а средний уровень температуры различается.

Рисунок 3.27 иллюстрирует поведение температуры вблизи горячей стенки ($x=0, y=0,95$) в сечении измерения для трех вариантов расчета. Средняя температура имеет наибольшее значение в варианте qB_k10 , наименьшее – в варианте qB . Амплитуда пульсаций температуры снижаются по мере роста общей проводимости стенки. Напомним, что в случае «чистой» стенки (вариант qB_w) пульсации температуры отсутствовали.

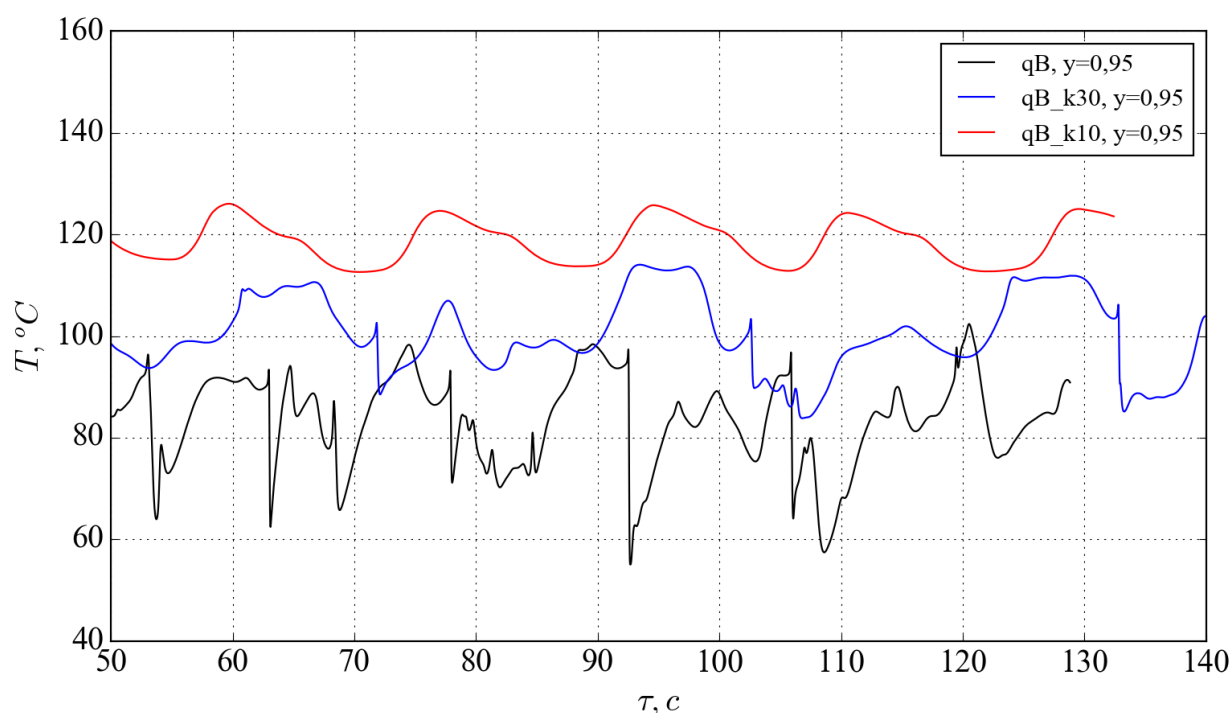


Рисунок 3.27 – Сравнение пульсации размерной температуры вблизи горячей поверхности ($x=0, y=0,95$) при различных значениях k_{oxid}

На рисунке 3.28 показано аналогичное сравнение пульсаций температуры для трех вариантов расчета вблизи холодной стенки ($x=0, y=-0,95$). Средние значения и амплитуды пульсаций температуры примерно одинаковы для всех представленных вариантов, при этом частота пульсаций несколько различается.

На рисунках 3.29 и 3.30 показаны временные пульсации температуры внутри горячей и холодной стенок. Графики построены по результатам расчета в сечении измерения 37D* от начала обогрева. Температура горячей стенки соответствует координатам $x=0, y=1+0,5\delta_w$, холодной – $x=0, y=-1-0,5\delta_w$. Для сравнения на графики нанесены также данные расчета температуры жидкости вблизи горячей и холодной стенок (см. рисунки 3.27 и 3.28).

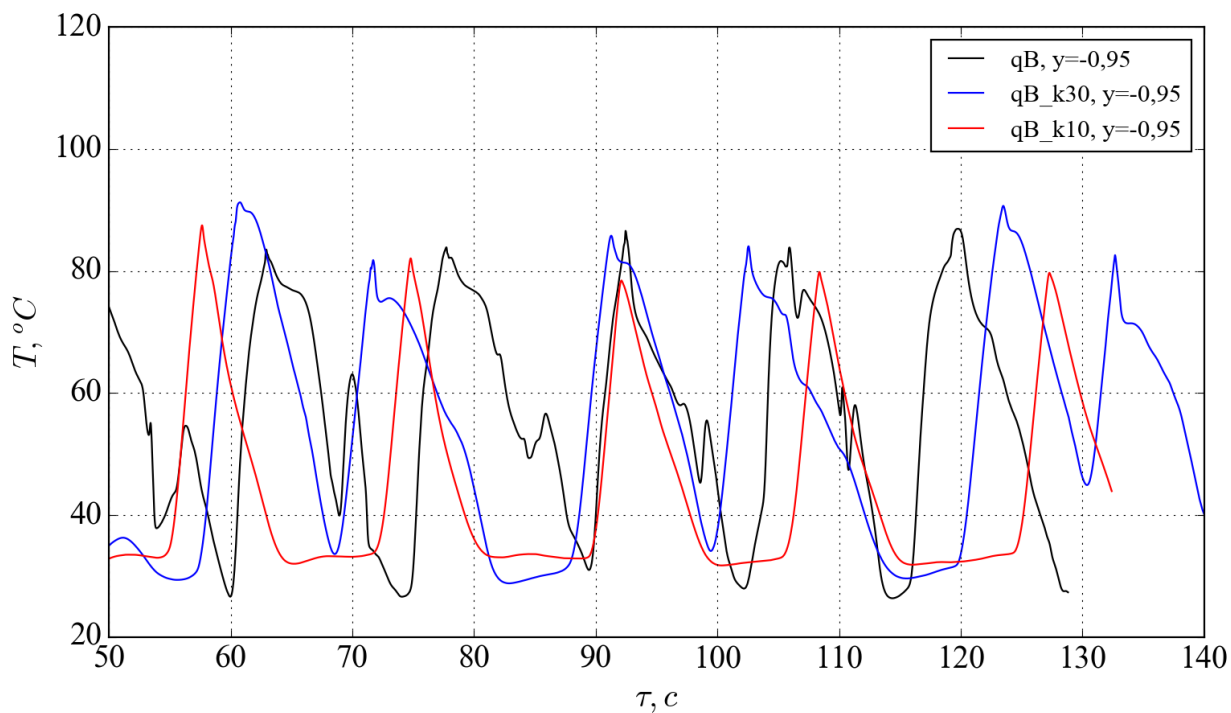


Рисунок 3.28 – Сравнение пульсации размерной температуры у холодной поверхности ($x=0, y=-0.95$) при различных значениях k_{oxid}

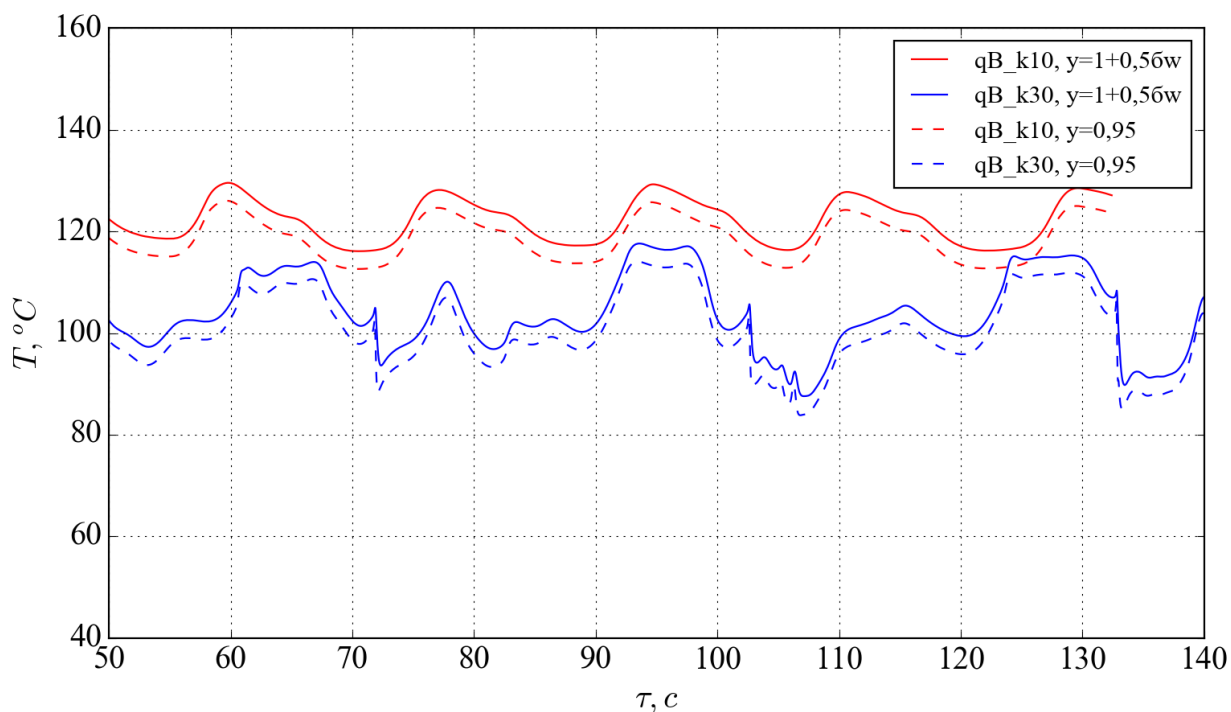


Рисунок 3.29 – Сравнение пульсации размерной температуры в горячей стенке ($x=0, y=1+0,5\delta_w$) и в пристеночной области ($y=0,95$) в сечении измерения ($z=37D$) для вариантов расчета qB_k10 и qB_k30

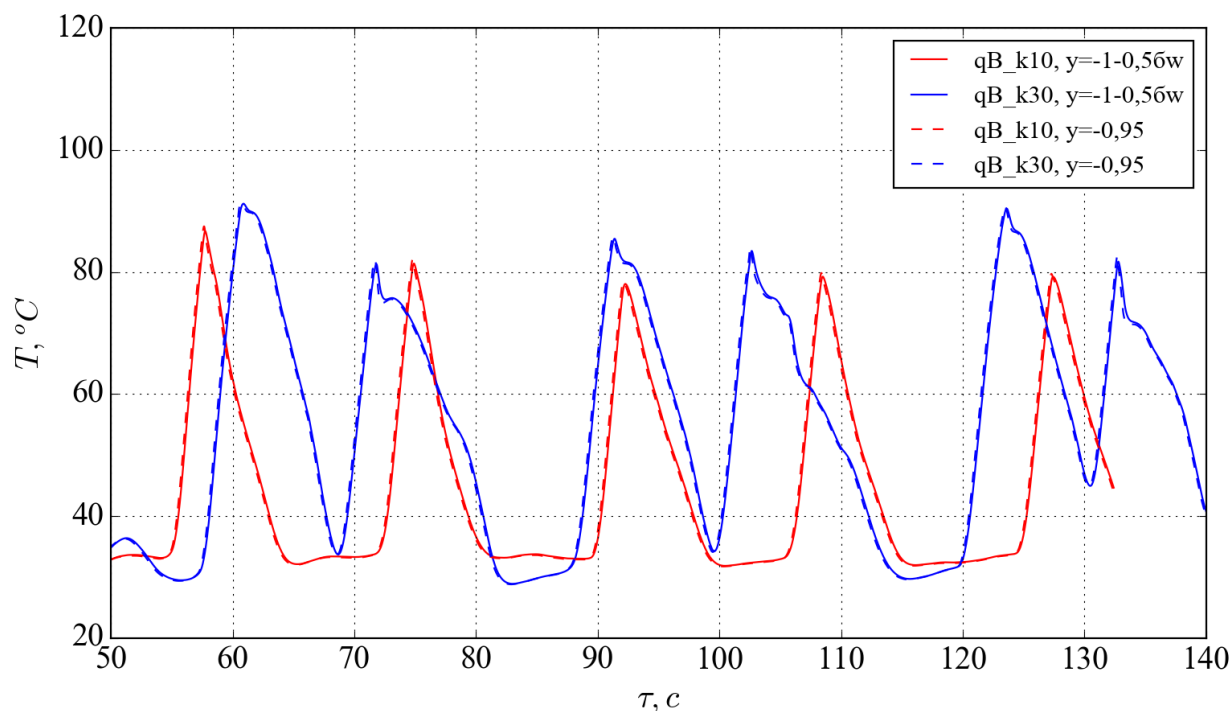


Рисунок 3.30 – Сравнение пульсации размерной температуры в холодной стенке ($x=0$, $y=-1-0,5\delta_w$)

На горячей стенке (рисунок 3.29) наблюдается разность порядка 3-4 °C между температурами в середине стенки и в жидкости на расстоянии $0,05R^*$ от стенки. Пульсации температуры в стенке повторяют пульсации температуры в пристеночной области.

Разности температур холодной стенки ($y=-1-0,5\delta_w$) и жидкости ($y=-0,95$) для обоих вариантов ($k_{oxid}=10$ и 30) отсутствуют и пульсации температуры внутри стенки в точности повторяют пульсации в пристеночной области (рисунок 3.30).

На рисунках 3.31 и 3.32 показаны пульсации температуры в трех точках: на оси трубы ($x=0$, $y=0$), возле горячей ($x=0$, $y=0,95$) и холодной ($x=0$, $y=-0,95$) стенок, для сечений $6D^*$ и $11D^*$ от начала обогрева.

Для режима qB_{30} характерны большие перепады температур (порядка 60-70 °C). Образование термика наблюдается уже на расстоянии $6D^*$ от начала обогрева (см. рисунок 3.31). Волна горячей жидкости проходит сечение $11D^*$ без затухания (рисунок 3.32).

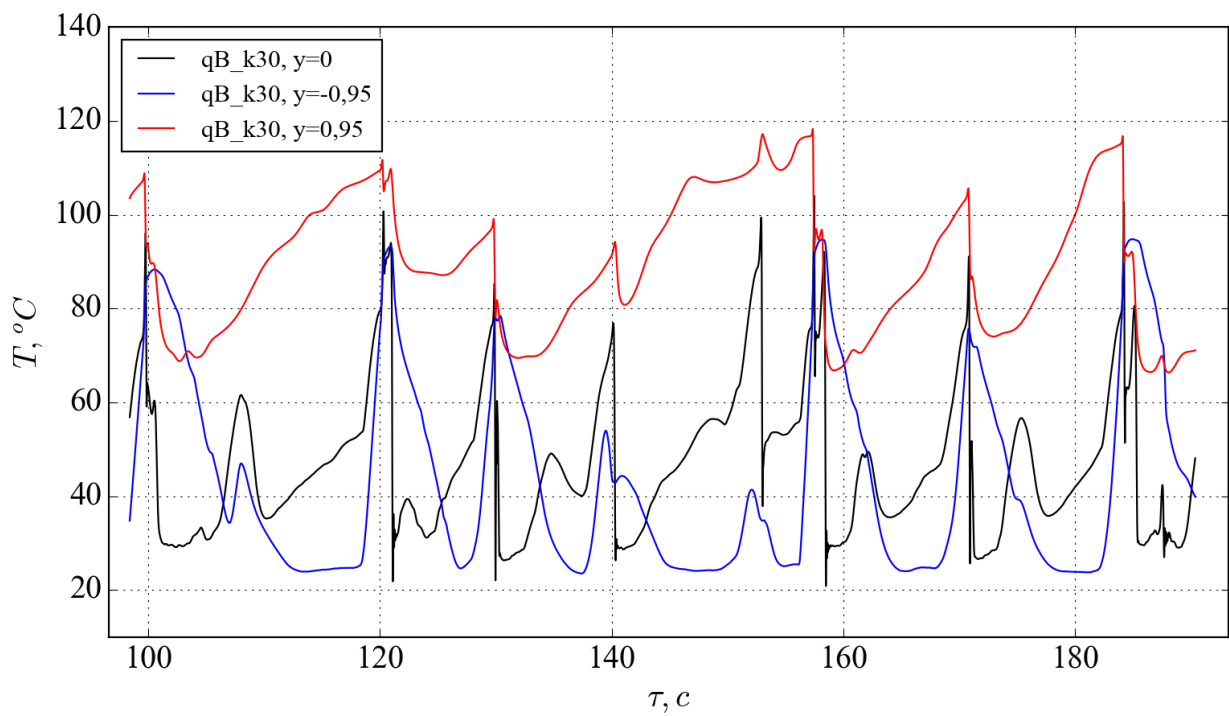


Рисунок 3.31 – Пульсации температуры в трех точках сечения 6D* от начала обогрева для режима qB_k30

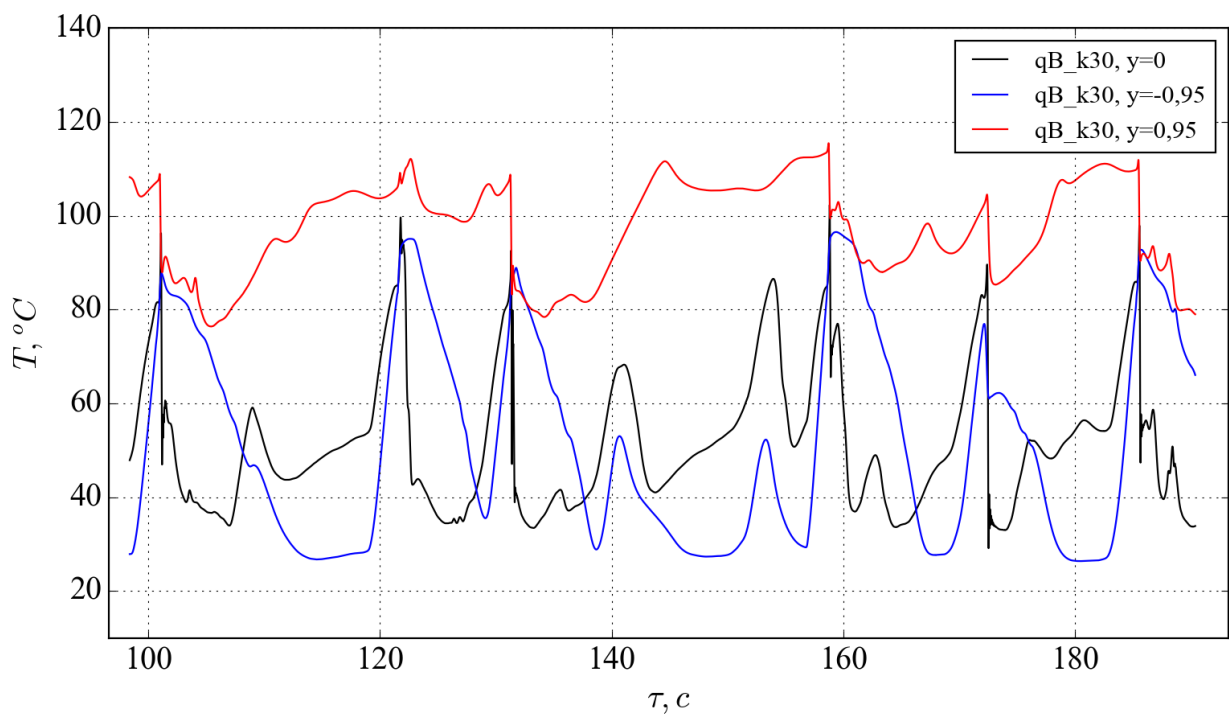


Рисунок 3.32 – Пульсации температуры в трех точках сечения 11D* от начала обогрева для режима qB_k30

3.4. Результаты расчетов смешанной конвекции ртути при опускном течении в трубе и воздействии поперечного магнитного поля с $Na=300$ и началом зоны неоднородного обогрева внутри зоны действия магнитного поля (варианты Bq)

3.4.1. Вариант без учета твердой стенки

Результаты расчета варианта Bq (без учета стенки) представлены ниже. Старт расчета производился с полностью развитого турбулентного изотермического течения в круглой трубе без магнитного поля.

На рисунке 3.33 представлены пульсации температуры в трех контрольных точках в сечении измерения – $37D^*$. Синхронность пиков температуры в центре трубы (черная кривая) и возле холодной стенки трубы (синяя кривая) указывает на горизонтальное распространение горячей струи жидкости от нагреваемой стенки к адиабатной, благодаря процессам, описанным в разделе 3.3.1.

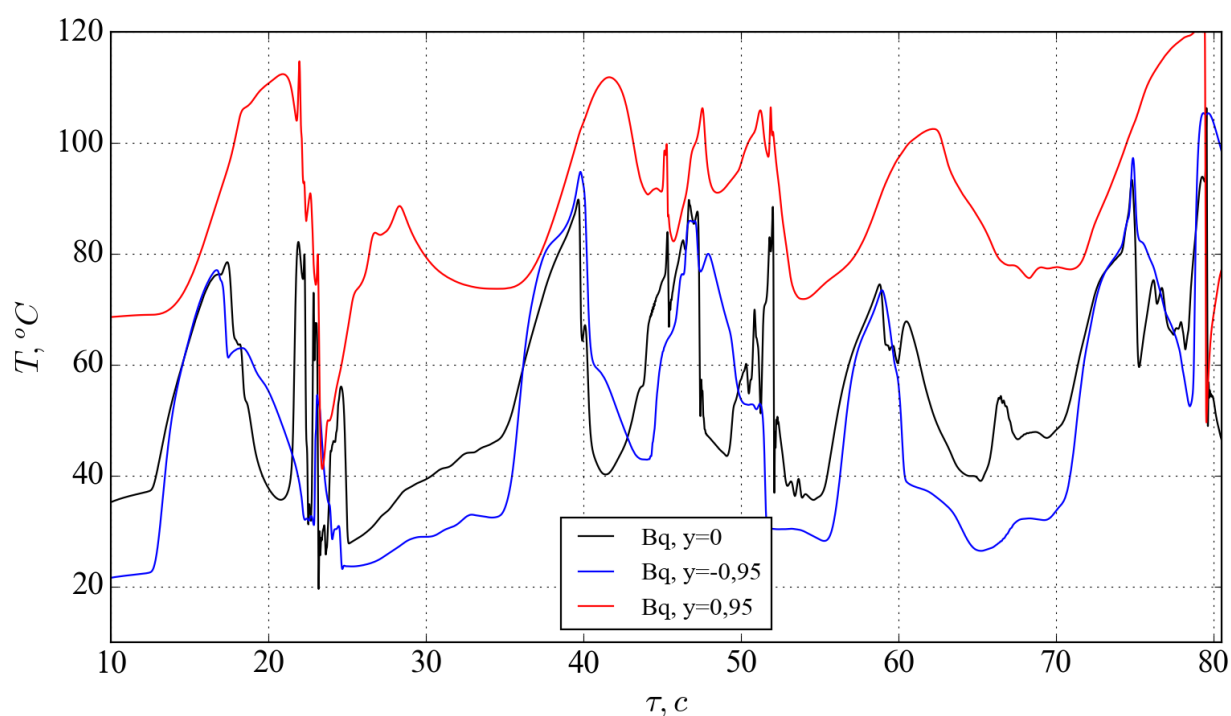


Рисунок 3.33 – Пульсации температуры в трех точках (координаты точек x, y – те же, что и на рис.3.31, 3.32) сечения $37D^*$ от начала обогрева для режима Bq

Сравнение результатов расчета с температурными пульсациями, полученными в экспериментальной работе [6], показано на рисунках 3.34 – 3.36.

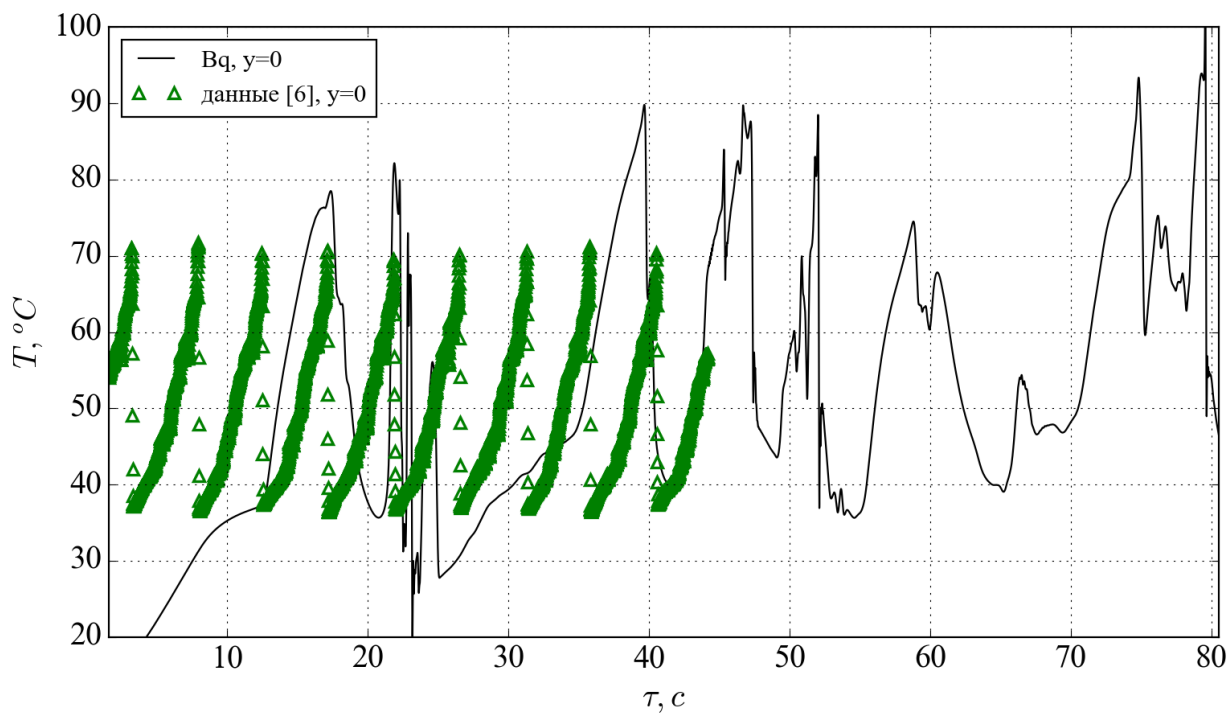


Рисунок 3.34 – Сравнение пульсаций температуры, полученных в расчете B_q , с экспериментальными данными [6] в сечении измерения в центре трубы ($y=0$) в сечении измерения ($37D^*$)

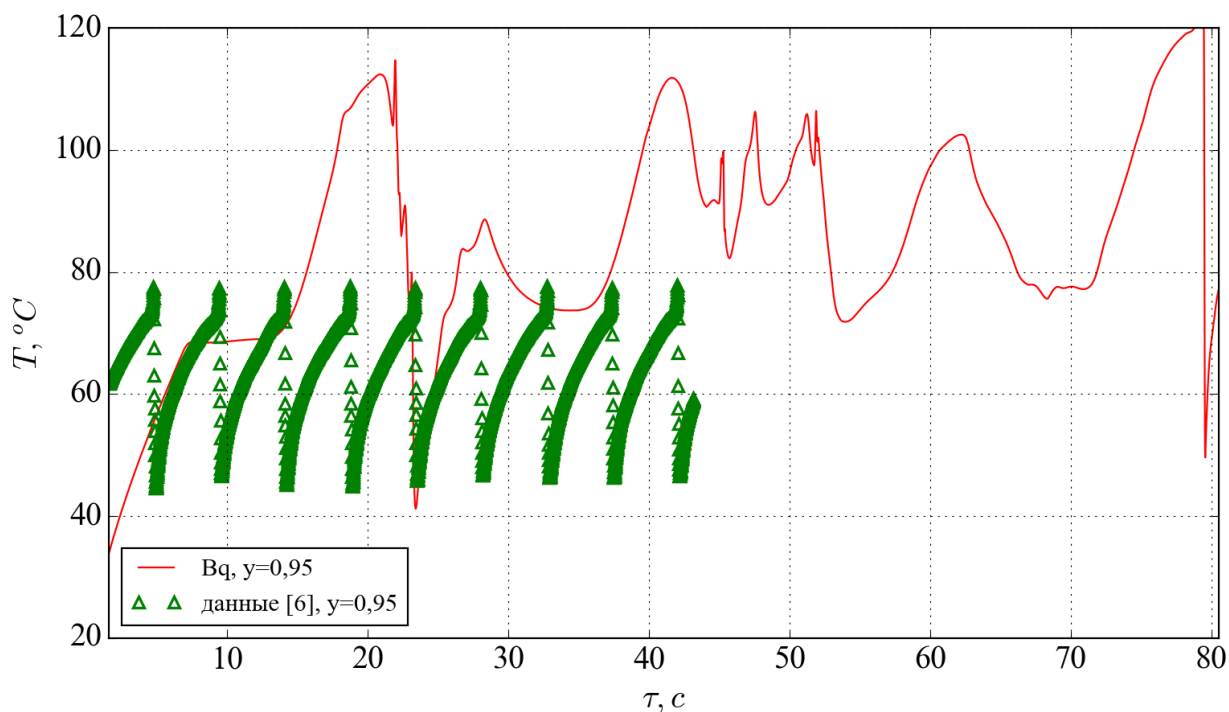


Рисунок 3.35 – Сравнение пульсаций температуры, полученных в расчете B_q , с экспериментальными данными [6] возле горячей стенки ($y=0,95$) в сечении измерения ($37D^*$)

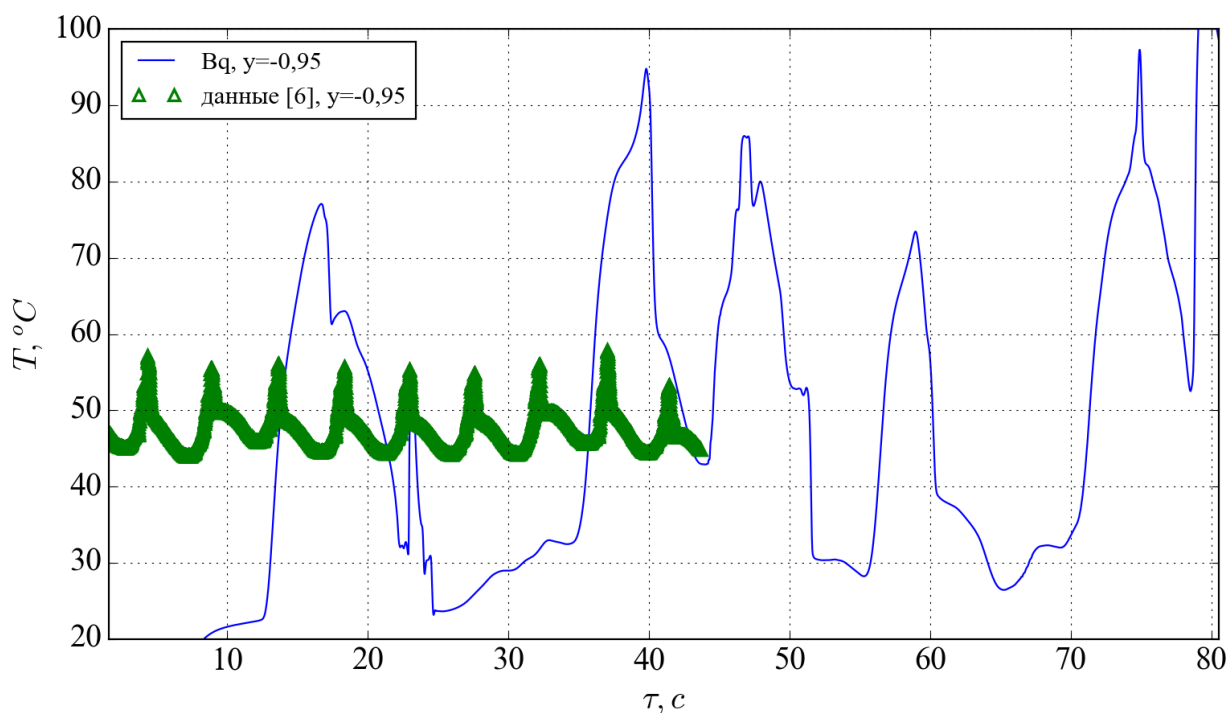
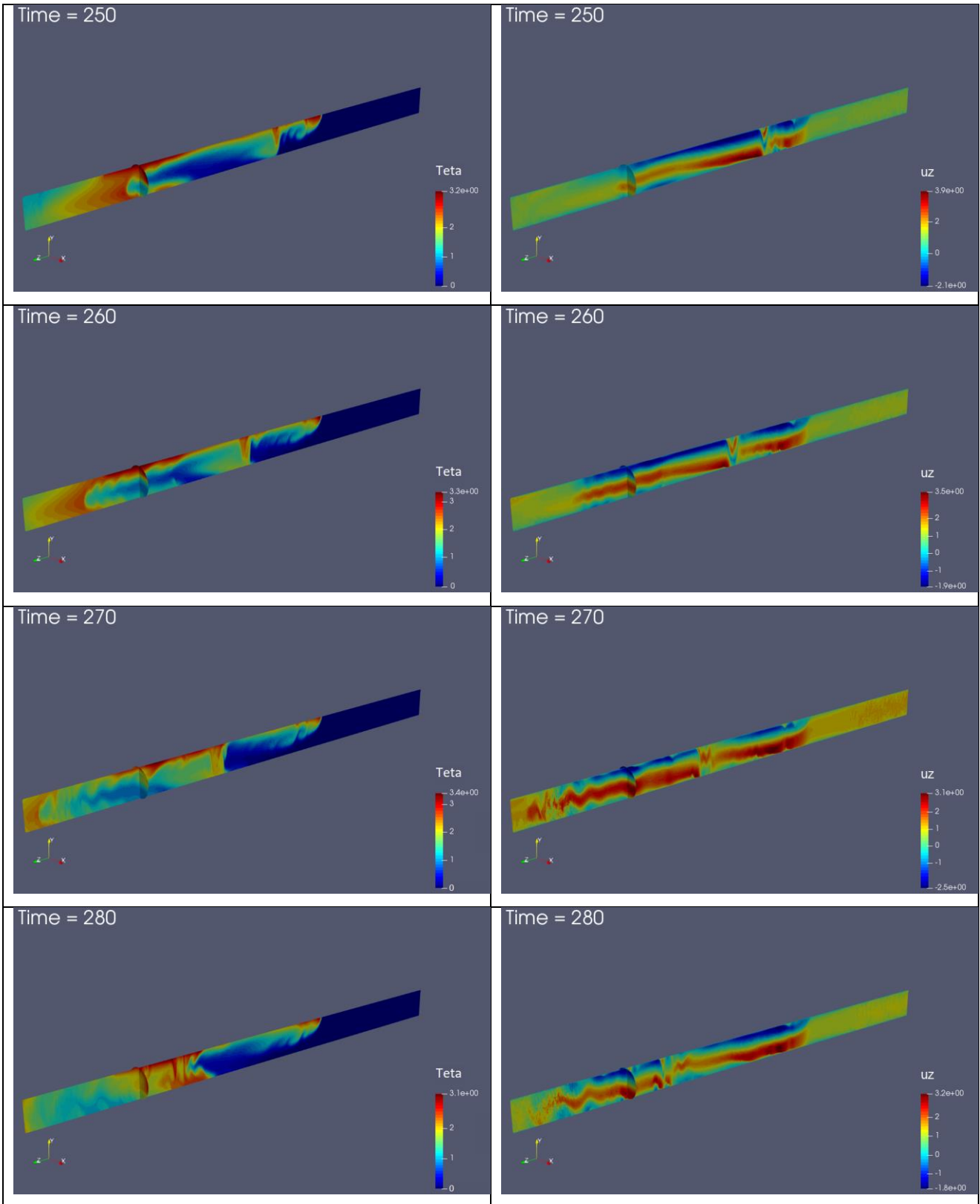


Рисунок 3.36 – Сравнение пульсаций температуры, полученных в расчете Bq , с экспериментом [6] в сечении измерения возле холодной стенки ($y=-0,95$), в сечении измерения (37D*)

Пульсации температуры, наблюдаемые в эксперименте [6], оказались существенно ниже по амплитуде, чем полученные в расчете Bq . Кроме того, обращает на себя внимание тот факт, что температура в эксперименте снижается от центра трубы к холодной стенке, что говорит об иной картине течения, в результате которой горячая струя жидкости не доходит до адиабатной стенки, а сносится холодным потоком жидкости, поступающим сверху.

Развитие картины течения, полученное в расчете Bq показано на рисунке 3.37, на котором слева изображены поля безразмерной температуры, а справа поля безразмерной продольной скорости. Хорошо видно, что горячий термик образуется в зоне отрыва пристеночного потока и образования зоны вспятого течения возле обогреваемой стенки (в выбранной системе координат для подъемного течения $u_z < 0$). Далее термик так же, как и зона вспятого течения, смещаются вниз по течению. За термиком возле обогреваемой стенки также образуется зона вспятого течения, протяженность которой увеличивается по мере движения термика.

Характерно, что образование термика происходит на некотором удалении от начала обогрева трубы. До сечения образования мощного термика возле горячей стенки трубы и в самой стенке возникает зона повышенной температуры, которую можно видеть на рис. 3.38.



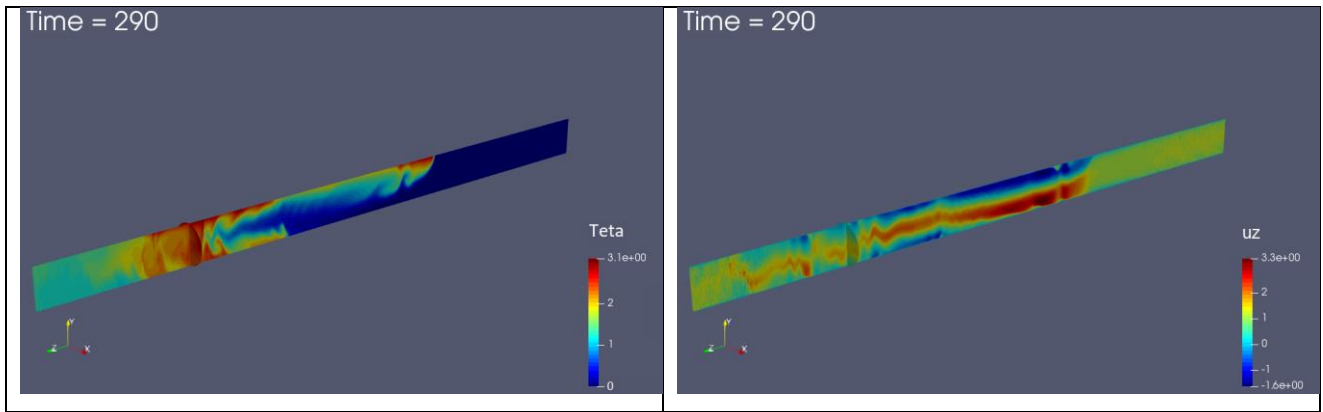


Рисунок 3.37 – Поля безразмерных температуры (слева) и продольной скорости (справа) в плоскости y - z и сечении измерения 37D* (Time - безразмерное время)

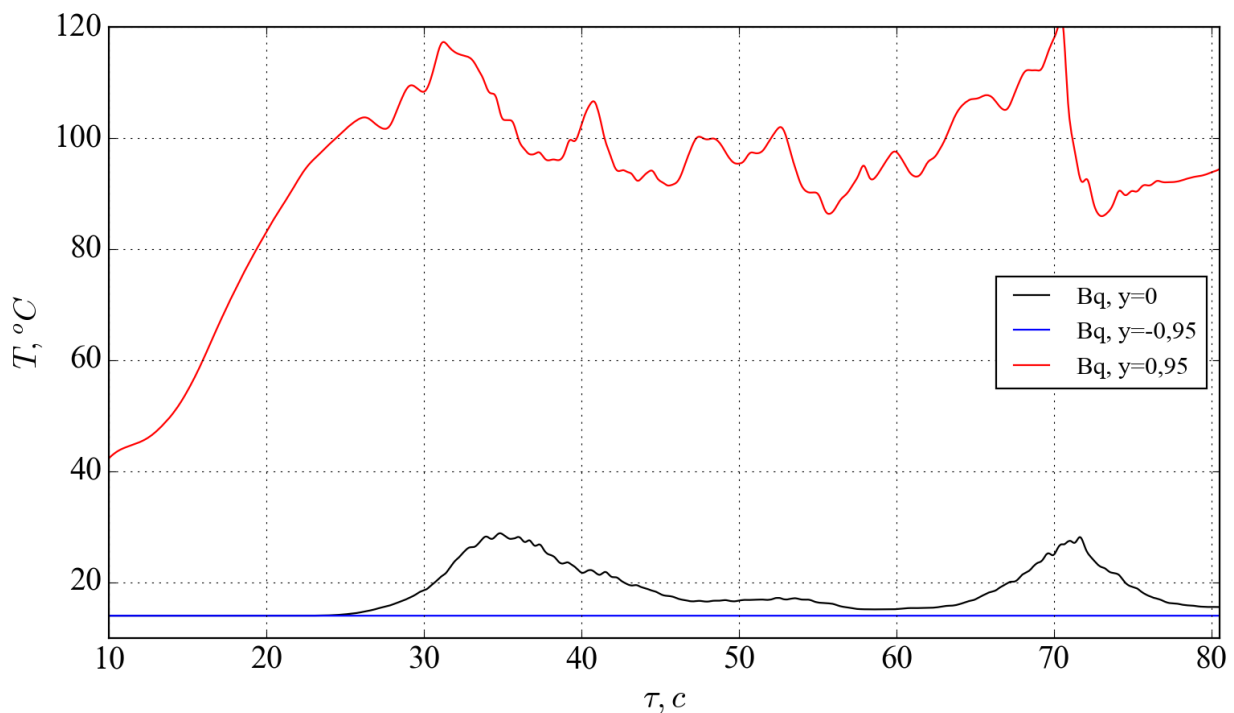


Рисунок 3.38 – Пульсации температуры в трех точках сечения 1D* от начала обогрева для режима Bq

Видно, что в данном сечении сохраняется высокая температура вблизи обогреваемой стенки, в то время как температура в центре трубы поднимается незначительно. Температура вблизи холодной стенки остается практически неизменной.

В сечении 6D* от начала обогрева начинают зарождаться вихри, захватывающие жидкость у горячей стенки и достигающие оси трубы, что можно видеть на рисунке 3.39. При этом область у холодной стенки остается невозмущенной.

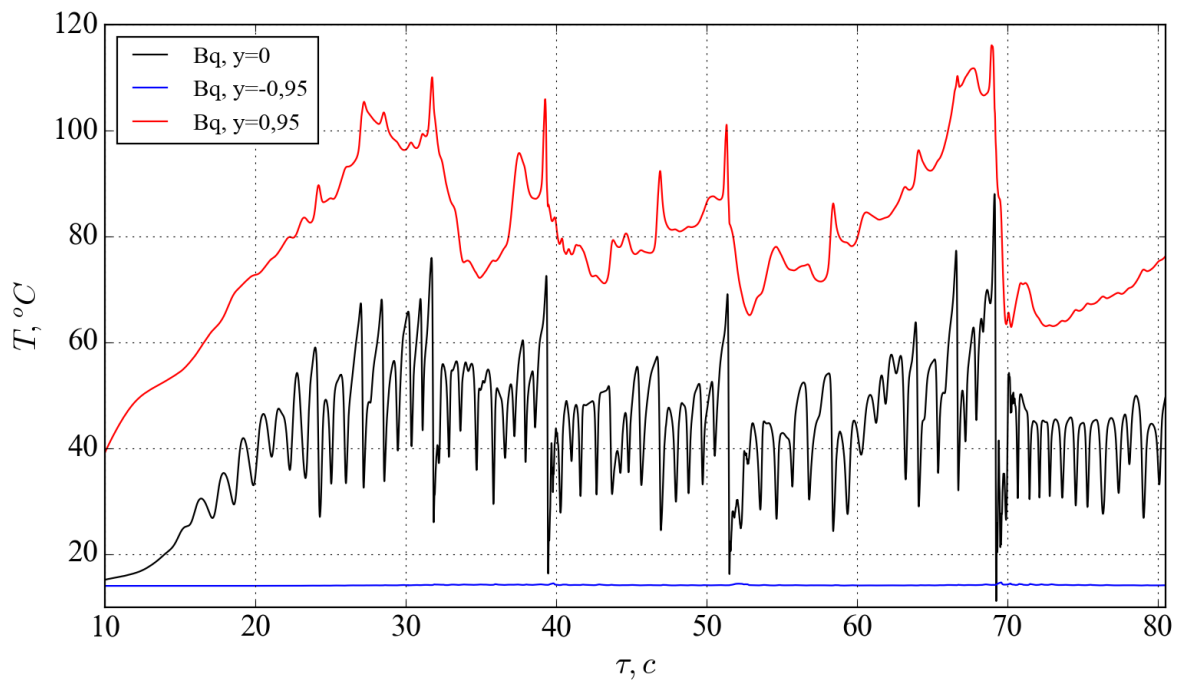


Рисунок 3.39 – Пульсации температуры в трех точках сечения 6D* от начала обогрева для режима Bq

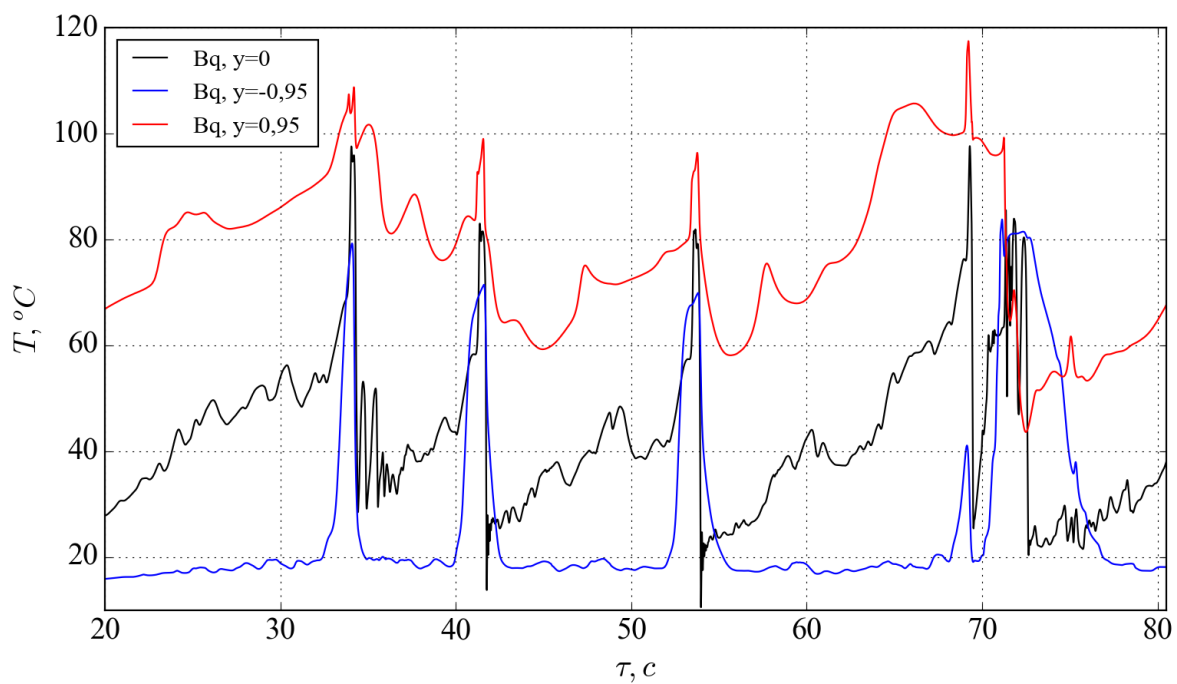


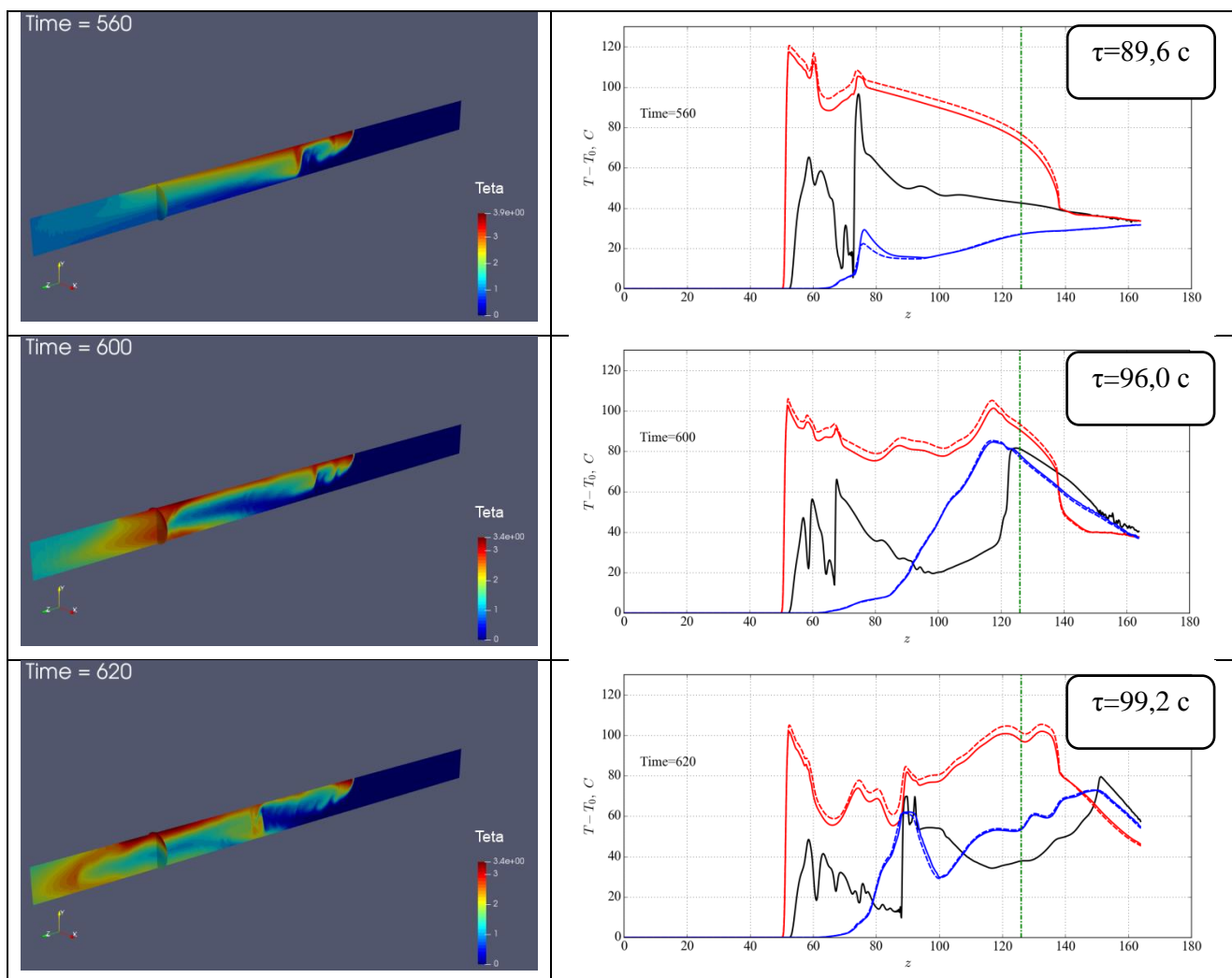
Рисунок 3.40 – Пульсации температуры в трех точках сечения 15D* от начала обогрева для режима Bq

Сечение 15D* от начала обогрева относится к области зарождения термика. Рисунок 3.40 иллюстрирует наличие в сечении горизонтальной струи горячей жидкости, достигающей холодной стенки.

3.4.2. Вариант с оксидной пленкой $k_{oxid} = 90$

Стенка с безразмерным контактным сопротивлением оксидной пленки $k_{oxid}=90$ (вариант расчета Vq_k90) по своим характеристикам близка к полностью электроизолированной стенке (вариант Vq). В режиме Vq_k90 также наблюдается возникновение «термиков» большой мощности с «выбросом» горячей струи жидкости вплоть до холодной стенки (рисунок 3.41).

В левой части рисунка 3.41 представлены графики размерной температуры по продольной оси трубы в трех контрольных точках в жидкости и в двух точках внутри стенки. Как видно на представленных рисунках в момент прохождения горячего «термика» температура холодной стенки сопоставима с температурой в центре трубы.



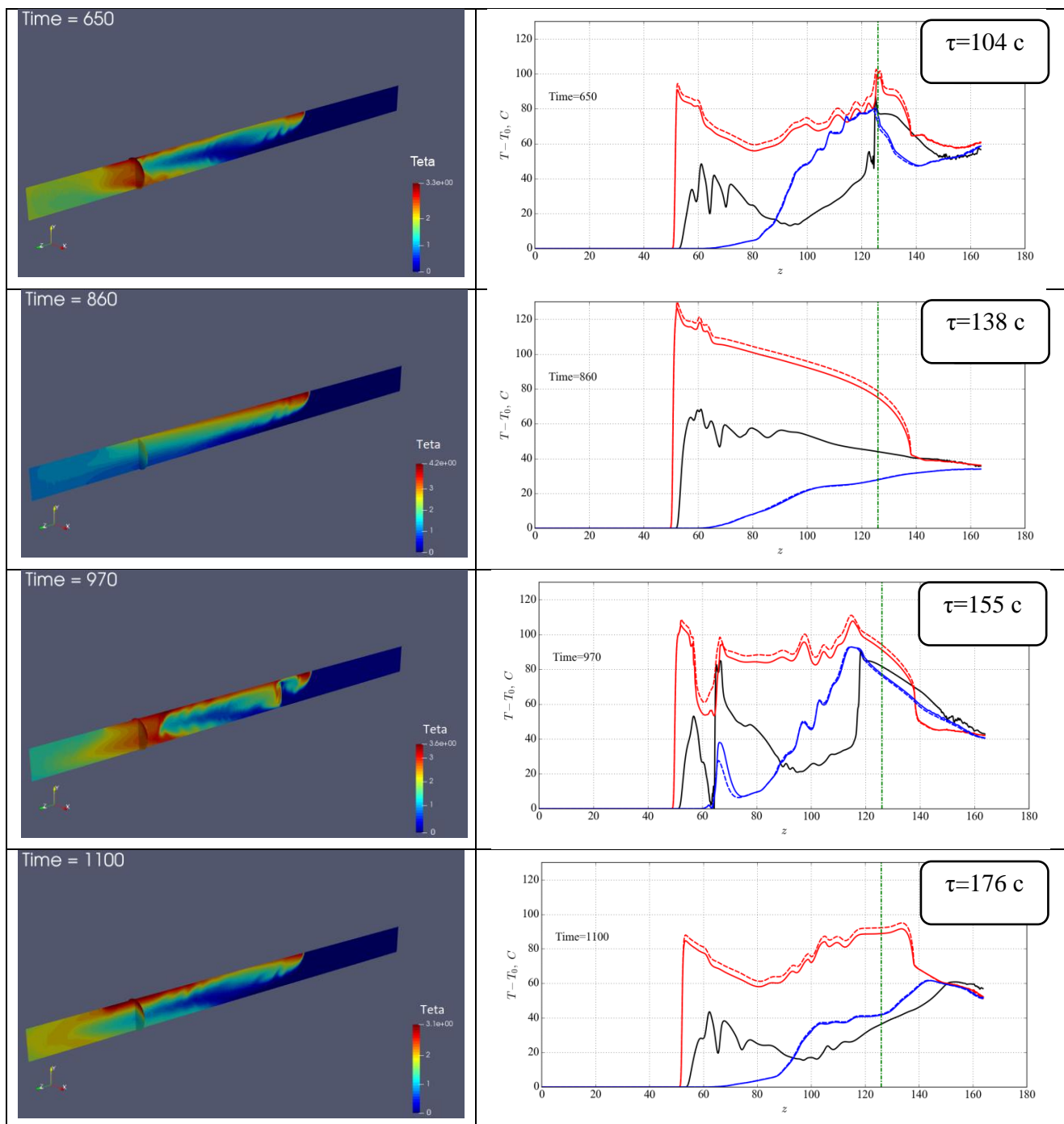


Рисунок 3.41 – Поля безразмерной температуры в плоскости y,z (слева) и графики распределения размерной температуры по оси z (справа):

черные кривые - на оси трубы ($x=0, y=0$),

красные сплошные кривые - возле горячей стенки ($x=0, y=0,95$),

синие сплошные кривые – возле холодной стенки ($x=0, y=-0,95$),

красные пунктирные кривые - в горячей стенке ($x=0, y=1+0,5\delta_w$),

синие пунктирные кривые - в холодной стенке ($x=0, y=1+0,5\delta_w$)

Температуры горячей и холодной стенок практически повторяют пространственные пульсации температуры в жидкости на расстоянии $0,05R^*$ от стенки. При этом в середине горячей стенки температура выше на несколько градусов, чем температура жидкости возле горячей стенки. А в холодной стенке и в жидкости возле холодной стенки температуры практически идентичны.

Следует отметить еще одну особенность течения в данном режиме. В сечении начала обогрева трубы возле горячей стенки и в самой стенке образуется начальная зона повышенной температуры $100 - 120\text{ }^\circ\text{C}$, что сопоставимо с максимальными температурами термика, проходящего через сечение измерения. Температура в начальной зоне остается высокой на протяжении всего расчета и характеризуется высоким градиентом по оси z . Зона зарождения термиков находится ниже по течению, что можно наблюдать на первом графике рисунка 3.41.

Временные пульсации температуры показаны на рисунке 3.42. Можно заметить периодичность возникновения горячих струй. Однако в отличие от экспериментальных данных и результатов расчета варианта Bq , наблюдается «пара» пиков температуры, то есть два термика зарождаются с интервалом 7-8 с, после чего следует перерыв 30 – 50 с и картина повторяется.

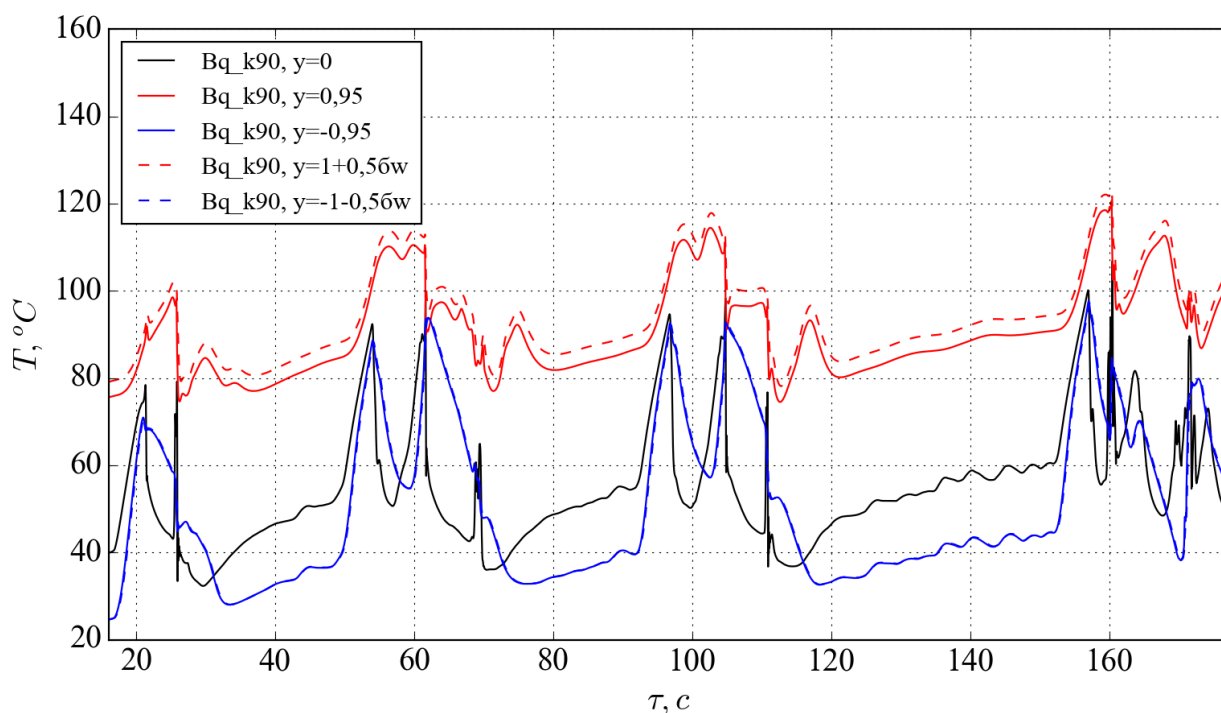


Рисунок 3.42 – Пульсации размерной температуры в сечении 37D* в контрольных точках. Цвета кривых поясняются на рис. 3.41

3.4.3. Вариант с оксидной пленкой $k_{oxid} = 10$

Расчет варианта Bq_k10 начинался с полей, полученных для $k_{oxid}=90$ до момента зарождения термика. В данном варианте мощных термиков не возникало.

Графики температуры от времени в трех точках сечения измерения $37D^*$ показаны на рисунке 3.43. Пульсации температуры отсутствуют.

Сечение $1D^*$ от начала обогрева характеризуется отсутствием пульсаций температуры по всему поперечному сечению трубы, но крайне высокими значениями температуры обогреваемой стенки и пристеночной области жидкости (рисунок 3.44).

В сечение $6D^*$ от начала обогрева появляются пульсации температуры в центре трубы с амплитудой порядка $40\text{ }^\circ\text{C}$, при этом области у горячей и у холодной стенок остаются невозмущенными (рисунок 3.45).

На расстоянии $15D^*$ уже заметно затухание возникших пульсаций температуры до $10\text{--}15\text{ }^\circ\text{C}$ (рисунок 3.46).

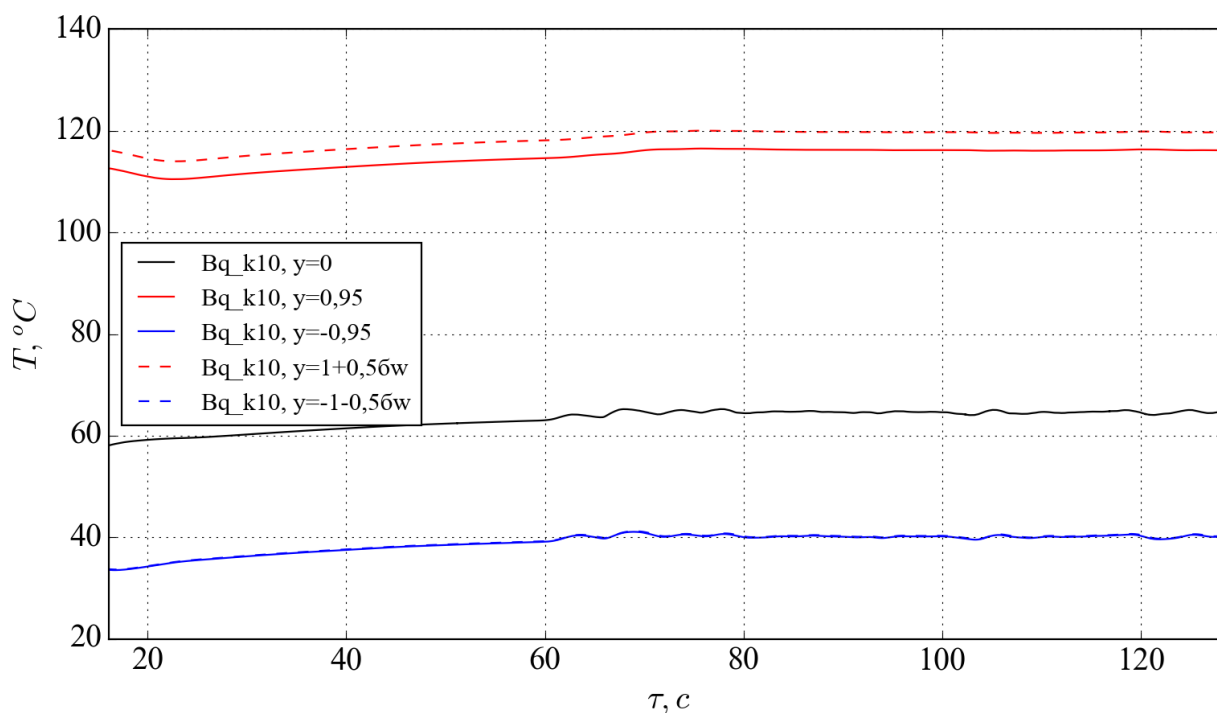


Рисунок 3.43 – Размерная температура в трех точках сечения измерения ($37D^*$)

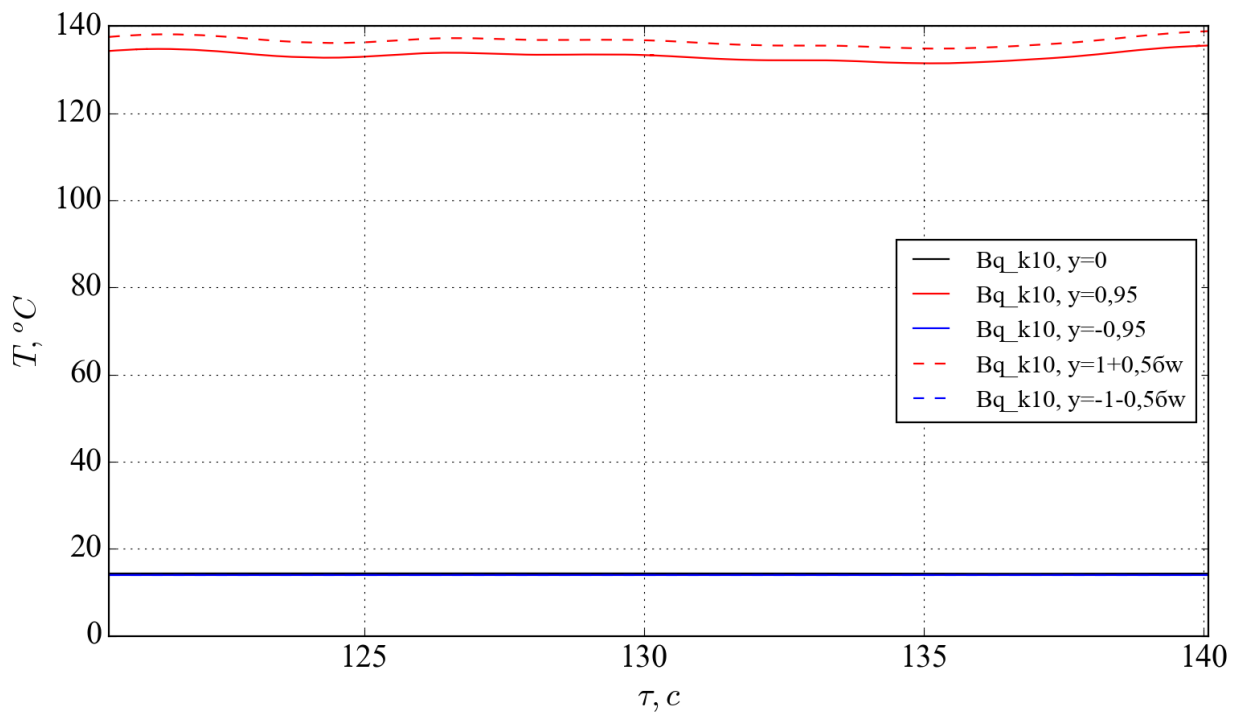


Рисунок 3.44 – Размерная температура в трех точках сечения 1D* от начала обогрева

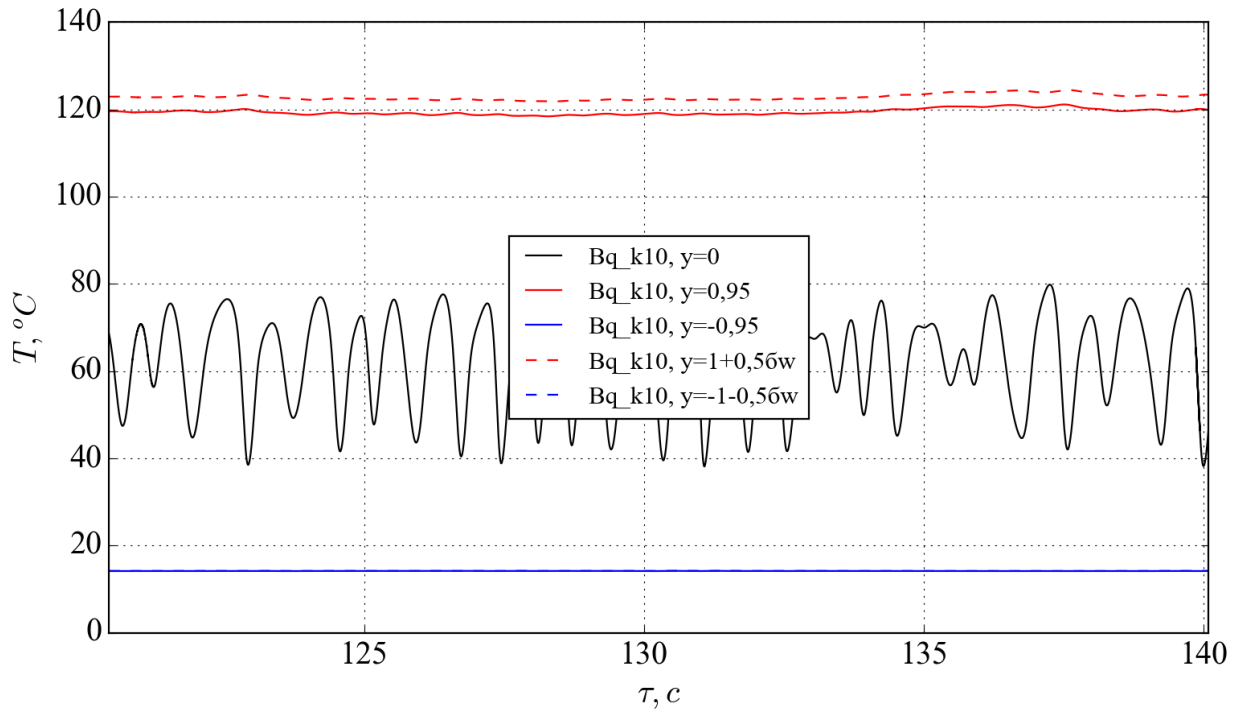


Рисунок 3.45 – Размерная температура в трех точках сечения 6D* от начала обогрева

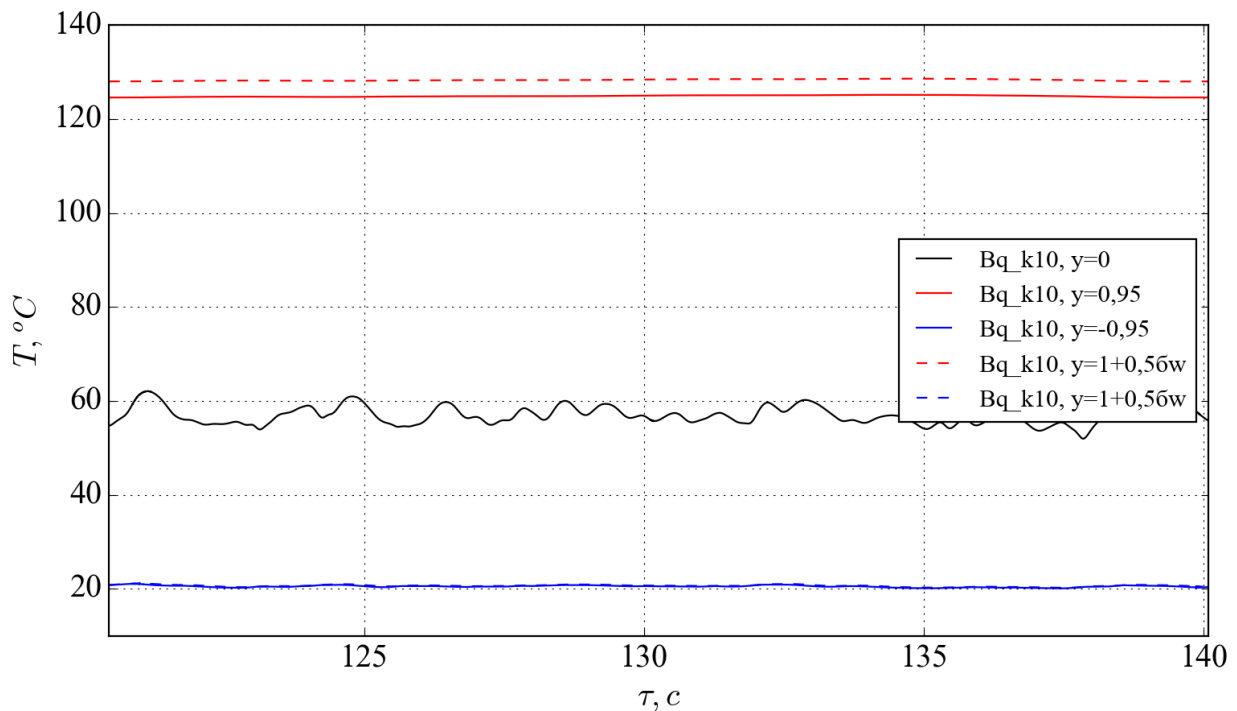


Рисунок 3.46 – Размерная температура в трех точках сечения 15D* от начала обогрева

Картина течения в режиме Bq_k10 показана на рисунке 3.47. Можно заметить, что к началу обогрева подходит ламинарный поток. А в области начала обогрева образуется застойная зона с практически нулевым значением продольной скорости, что является причиной высокой температуры начального участка. Ниже по течению на расстоянии 6D* от начала обогрева у горячей стенки образуется вспятое течение, приводящее к образованию горячих поперечных струй жидкости. Однако, интенсивность этих струй оказывается недостаточной для образования мощного термика, наблюдаемого в других вариантах. Горячие вихревые структуры достигают лишь оси трубы, а в области адиабатной стенки «гасятся» холодным опускающим потоком. На рисунке 3.47 хорошо заметно, что система горячих вихрей быстро диссипирует вниз по течению, и к сечению измерения подходит невозмущенный поток.

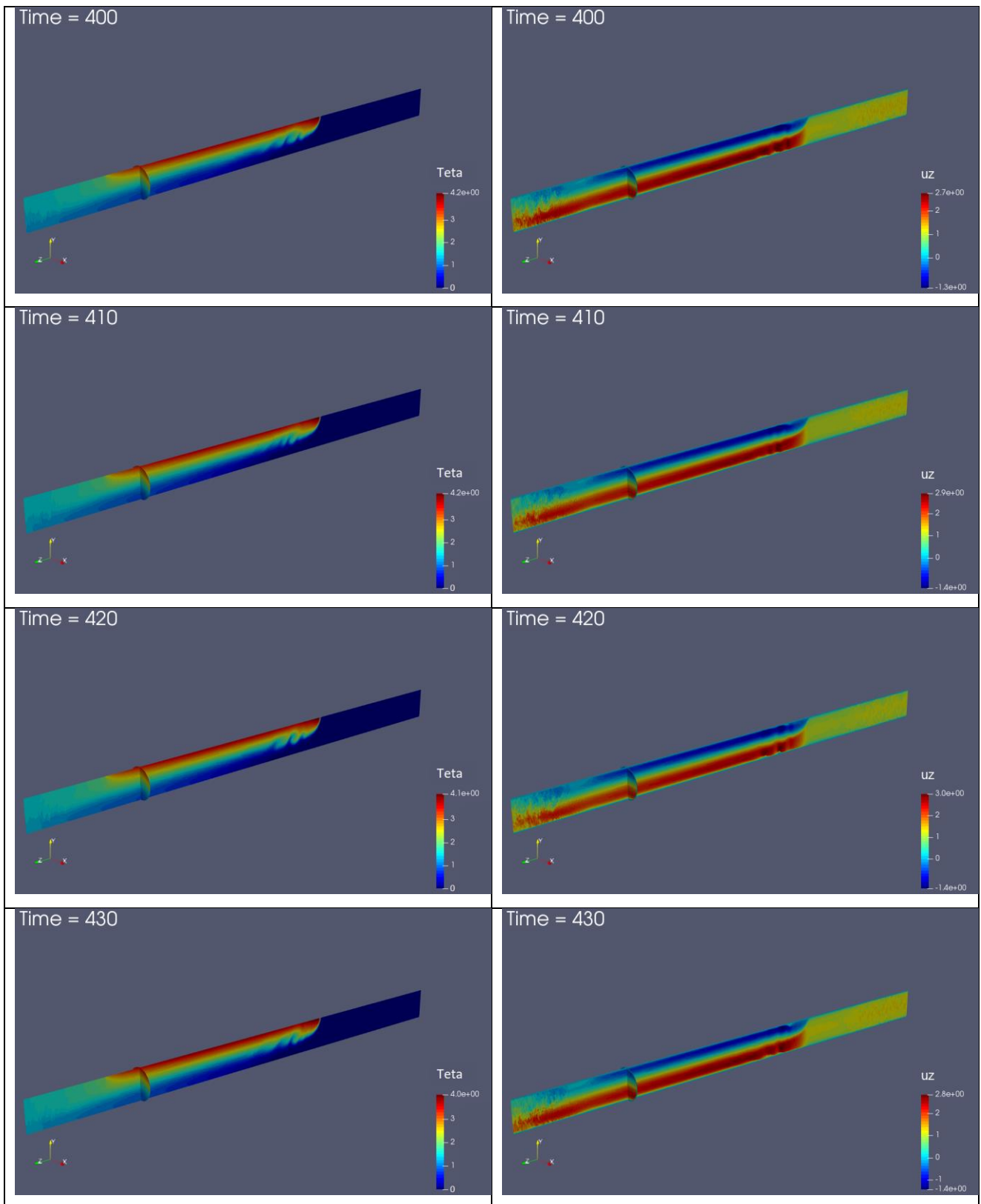


Рисунок 3.47 – Поля безразмерных температуры (слева) и продольной скорости (справа)

3.5. Обсуждение полученных результатов

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1) Опускное течение ртути в вертикальной трубе с неоднородным обогревом в поперечном магнитном поле в определенных режимах обладает неустойчивостью, приводящей к аномальным (десятки градусов) пульсациям температуры жидкости, а также обогреваемой и адиабатной стенок. Для этих режимов характерно также наличие значительных продольных знакопеременных градиентов температуры стенки.

2) Характер течения существенно зависит от расположения зоны действия поперечного магнитного поля относительно зоны обогрева трубы в продольном направлении. В работе исследовались два режима: qV – зона магнитного поля внутри зоны обогрева, и Vq – зона обогрева внутри магнитного поля. В режиме qV на начальном обогреваемом участке до зоны действия магнитного поля течение является развитым турбулентным, а в режиме Vq в зону обогрева поступает поток, ламинизированный магнитным полем. Это обстоятельство является принципиальным, т.к. приводит к совершенно различным результатам. В варианте qV_{k10} наблюдалось образование мощных термиком и наличие аномально высоких пульсаций температуры, а в варианте Vq_{k10} относительно слабые пульсации наблюдались только в начале обогреваемой зоны.

3) В режиме Vq имеет место зона повышенной температуры в начале обогреваемого участка, что не наблюдается в режиме qV , в котором турбулентность, еще не подавленная магнитным полем, обеспечивает интенсивную теплоотдачу к жидкости.

4) Существует режимы, в которых аномально высокие пульсации температуры не возникают. Так расчет варианта qV_w со стенкой без оксидной пленки привел к полной ламинизации течения и отсутствию пульсаций температуры и скорости.

5) Картина течения существенно зависит от электрического сопротивления оксидной пленки. Неточное задание свойств оксидной пленки, по всей вероятности, является причиной расхождения результатов расчетов и экспериментальных данных.

6) На характер течения может влиять также неоднородность оксидной пленки по периметру трубы в различных сечениях. В рамках данной работы были проведены тестовые расчеты стабилизированного МГД-течения с различными вариантами неоднородности оксидной пленки, включая разрывы пленки, которые показали значительное влияние типа неоднородности на осредненные поля скорости.

7) Полученные за отчетный год результаты открывают широкое поле для дальнейших исследований.

4. Выводы

План работ по проекту в 2021 г. в основном выполнен.

Для корректного расчета плотности электрического тока, напряженности электрического поля на границе «стенка – жидкость» модифицирован алгоритм расчета производной от электрического потенциала с учетом разной электрической проводимости двух сред.

Модифицирован алгоритм построения граничных слоев расчетных сеток CBL (Cut Boundary Layers) в твердой стенке для моделирования тонкой оксидной пленки заданного электрического сопротивления.

Проведены верификационные расчеты задач в сопряженной со стенкой постановке о стабилизированном МГД-течении электропроводящей жидкости в круглой трубе с различными проводимостями стенки, а также при наличии оксидной пленки на внутренней поверхности стенки трубы. Результаты расчетов показали хорошее соответствие имеющимся аналитическим решениям.

Проведено численное исследование опускного течения в вертикальной круглой трубе с неравномерным обогревом под воздействием магнитного и гравитационного полей в приближении стабилизированного течения. Показано, что возникновение возвратного течения возле горячей стенки зависит от электропроводности стенки и величины контактного сопротивления оксидной пленки. В отдельных режимах не удалось получить сходящегося решения, что говорит об отсутствии стационарного течения в данных режимах.

С целью определения влияния неоднородности оксидной пленки на течение и теплообмен была проведена серия расчетов для горизонтальной трубы с подогревом снизу при наличии поперечного магнитного поля. Полученные результаты иллюстрируют существенное влияние неоднородности пленки на поле продольной скорости, в то время как поля температуры изменяются в меньшей степени.

По результатам расчетов задач в стабилизированной постановке принято решение, что исследование режимов течения с аномально высокими пульсациями температуры в рамках задачи с периодическими граничными условиями бесперспективно, поэтому основные расчеты в данной работе были проведены с использованием модели «развивающегося» течения с начальным термическим участком.

В рамках численного исследования структуры турбулентного течения в режимах с аномально высокими интенсивностями пульсаций температуры жидкости с использованием модели «развивающегося» течения с начальным термическим участком канала и воздействием поперечного магнитного поля проведены три серии расчетов:

1) опускное течение ртути в круглой вертикальной трубе с неоднородным обогревом стенки без влияния магнитного поля ($Ha=0$);

2) смешанная конвекция при опускном течении ртути в круглой неоднородно обогреваемой вертикальной трубе в условиях поперечного магнитного поля с началом зоны воздействия внутри зоны обогрева (варианты qB)

3) смешанная конвекция при опускном течении ртути в круглой неоднородно обогреваемой вертикальной трубе в условиях поперечного магнитного поля с началом зоны воздействия до начала зоны обогрева (варианты Bq)

В первой серии расчетов ($Ha=0$) получена существенная турбулизация потока за счет сил плавучести, при этом в области горячей стенки не возникало обратных токов. Учет стенки не оказывает существенного влияния на осредненные поля скорости и температуры, однако приводит к сильному подавлению пульсаций температуры в пристеночной области. Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных по температурным характеристикам.

Вторая серия расчетов (qB) проведена для четырех вариантов: отсутствия учета стенки; с учетом «чистой» стальной стенки при отсутствии оксидной пленки на внутренней поверхности трубы; двух вариантов контактного сопротивления оксидной пленки. В варианте «чистой» стенки получена практически полная ламинизация течения без заметных пульсаций температуры и скорости, а во всех остальных вариантах – течение с аномально высокими (десятки градусов) пульсациями температуры. Периодичность возникающих крупномасштабных вихревых структур существенно зависит от электропроводности оксидной пленки.

Третья серия расчетов (Bq) позволила выявить принципиальную особенность: влияние на картину течения взаимного расположения зоны обогрева и зоны действия магнитного поля. При тех же самых параметрах электропроводности стенки картины течения в вариантах qB и Bq оказались принципиально различными. Характерной особенностью варианта Bq является также наличие повышенных температур стенки и жидкости в начале зоны обогрева.

В целом сравнение полученных результатов по интенсивности и частотам пульсаций температуры с экспериментальными данными демонстрирует заметные различия. Причиной расхождения, по всей вероятности, является незнание точных свойств оксидной пленки, образующейся на внутренней поверхности трубы при проведении экспериментов. Данное обстоятельство требует дальнейших исследований, в том числе в рамках данного гранта в 2022 году.

По теме данного гранта подготовлен доклад «Влияние свойств твердой стенки на температурные пульсации при турбулентной течения жидкости в круглой трубе», авторы К.Б. Минко, В.И. Артемов, М.В. Макаров, Г.Г. Яньков, и доложен на XXIII Школе-семинаре молодых ученых и специалистов под руководством академика А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» 24-28 МАЯ 2021 г. город Екатеринбург.

Результаты исследования в рамках данного гранта также доложены на XII семинаре вузов по теплофизике и энергетике, Сочи, 25–27 октября 2021 г. – доклад «МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ LES ОПУСКНОГО ТЕЧЕНИЯ РТУТИ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ОДНОСТОРОННЕ ОБОГРЕВАЕМОЙ ТРУБЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ», авторы: Артемов В.И., Яньков Г.Г., Макаров М.В., Минко К.Б. (электронная версия тезисов докладов <https://www.itp.nsc.ru/conferences/svuz2021/file/thesis.pdf>).

По результатам выполненных работ готовится статья в «International Journal Heat and Mass Transfer».

Новый дистрибутив кода ANES выложен на сайте кода <http://anes.ch12655.tmweb.ru/> с текущей версией реализованных моделей и верификационных примеров.

Полученная «база» позволит успешно продолжить работу по проекту в 2022 году в соответствии с намеченным планом.

5. СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Chang C.C., Lundgren T.S. Duct flow in magnetohydrodynamics // *Z. angew. Math, und Phys.*, 1961 v. 12, N. 2, 100 – 114.
2. Ihara S., Kiyohiro T., Matsushima A. The flow of conducting fluids in circular pipes with finite conductivity under uniform transverse magnetic fields. *J. Appl. Mech.* 34(1), 29–36 (1967).
3. Samad S.A. The flow of conducting fluids through circular pipes having finite conductivity and finite thickness under uniform transverse magnetic fields // *Int. J. Engng Sci.* 19, 1221 (1981).
4. Samad S.A. Effect of contact resistance on steady MHD flows through circular pipes having constant conductivity and finite wall thickness // *Int. J. Eng. Sci.* 23(9) (1985) 969–974.
5. Melnikov I., Sviridov E., Sviridov V., and Razuvanov N. Experimental investigation of mhd heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // *Fusion Eng. Des.*, 2016, 112, pp. 505 – 512.
6. Belyaev I., Sardov P., Melnikov I., Frick P. Limits of strong magneto-convective fluctuations in liquid metal flow in a heated vertical pipe affected by a transverse magnetic field // *Int. J. Thermal Sciences*, 2021. 161, 106773.
7. Zikanov O., and Listratov Y. Numerical investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // 2016, *Fusion Eng. Des.*, 113, pp. 151–161.
8. Zikanov O., and Listratov Y., Belyaev I., Frick P., Razuvanov N. and Sviridov V. Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields // *Appl. Mech. Rev.* Jan 2021, 73(1): 010801.
9. Kobayashi H. The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow // *Phys. Fluids.* 17 (2005) 045104. doi:10.1063/1.1874212.
10. Khoury G.K. El, Schlatter P., Noorani A., Fischer P.F., Brethouwer G., Johansson A.V. Direct Numerical Simulation of Turbulent Pipe Flow at Moderately High Reynolds Numbers, // *Flow, Turbul. Combust.* 91 (2013) 475–495. doi:10.1007/s10494-013-9482-8.
11. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012.
12. 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; 111:385-392.