

## Развернутый отчет по проекту 10-08-00999-а за 2012 г

Разработка моделей турбулентности и численное моделирование процессов гидродинамики и теплообмена в элементах активной зоны ядерных реакторов с водным теплоносителем сверхкритического давления

**Руководитель:** Артемов Валерий Иванович

### **Введение**

В последние десятилетия прошлого столетия были разработаны пристеночные алгебраические модели турбулентности, хорошо зарекомендовавшие себя при анализе теплообмена и гидродинамики для течений в круглых трубах теплоносителей с существенно переменными свойствами, включая СКД, как при нагревании, так и при охлаждении. Главный «недостаток» этих моделей заключается в том, что они не применимы для расчета течения в каналах сложной формы. Поэтому в последние годы появились работы, в которых для моделирования течения теплоносителей СКД используются современные двухпараметрические модели турбулентности, реализованные в универсальных кодах типа Fluent и StarCD. В этих работах проводилось моделирование течения теплоносителей СКД, как в трубах [см., например, 1-4], так и в тепловыделяющих сборках [5,6], при этом основное внимание уделялось нормальным и улучшенным режимам теплообмена. Было продемонстрировано, что двухпараметрические модели удовлетворительно описывают такие режимы теплообмена. Попытки смоделировать ухудшенные режимы теплообмена, которые предпринимались в ряде работ (см., например [4]), не смогли описать наблюдаемые «пики» температуры стенки канала.

В связи с вышесказанным целью данной работы был отбор двухпараметрических моделей турбулентности (и, если необходимо, их модификация), позволяющих описать не только нормальные, но и ухудшенные режимы теплообмена при течении теплоносителей СКД.

На предыдущих этапах работы [7,8] было проведено тестирование существующих двухпараметрических и алгебраических моделей турбулентности на экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению и теплообмену при течении теплоносителей сверхкритического давления (СКД). Для верификации моделей были отобраны надежные экспериментальные данные по течению различных теплоносителей СКД в трубах и в тепловыделяющих сборках. Для воды использовались экспериментальные данные Кириллова П.Л. [9], для двуокиси углерода – данные Анкудинова В.Б [10] и для фреона-12 - данные Кириллова П.Л. [11].

Для проведения расчетов использовался компьютерный код Anes, модифицированный для моделирования однофазного теплоносителя с сильно переменными свойствами, и универсальный код RHOENICS. Расчеты, проведенные на первом этапе работы [7], продемонстрировали, что наилучшие результаты для описания не только нормальных, но и ухудшенных режимов теплообмена при течении воды СКД в вертикальной трубе, дает двухпараметрическая  $k-\epsilon$  модель турбулентности с неравновесными пристенными функциями ( $k-\epsilon$  модель с ПФ). В процессе моделирования были протестированы и модели для низких турбулентных чисел Рейнольдса, реализованные в коде RHOENICS. Было обнаружено, что эти модели не позволяют описать ухудшенные режимы теплообмена. Наряду с двухпараметрическими моделями в коде Anes была реализована и проверена одна из пристеночных алгебраических моделей турбулентности – модель В.Н. Попова [12], разработанная специально для описания теплоносителей СКД. Эта модель также показала свою хорошую работоспособность для течения воды в вертикальных трубах.

На втором этапе работы [8] для более детальной верификации  $k-\epsilon$  модели на ухудшенных режимах теплообмена были привлечены эксперименты на других теплоносителях СКД. Для этого использовались данные по CO<sub>2</sub> Анкудинова В.Б. по течению теплоносителя

ля в вертикальных трубах и данные по фреону-12 группы Кириллова П.Л. по течению теплоносителя в имитаторах тепловыделяющей сборки. Проведенное детальное моделирование отобранных экспериментов позволило выявить существенный недостаток k-ε модели с ПФ – в ряде случаев температура стенки зависит от размера пристенного контрольного объема (КО), в отличие от температурного поля в ядре потока. Проведенный анализ полей температуры, скорости и турбулентных характеристик позволил понять причину такой зависимости. При заданном тепловом потоке температура стенки определяется в первую очередь «правильным» расчетом турбулентного переноса тепла в пристенных КО. При сильно переменных свойствах теплоносителя для этого необходимо использовать мелкие КО вблизи стенки (порядка десятка микрон). С другой стороны основной принцип пристенных функций основан на соотношениях для логарифмического профиля скорости и температуры, которые должны выполняться в пристенном КО, что требует относительно больших КО вблизи стенки. Если режимные параметры и свойства теплоносителя позволяют «совместить» эти условия, то модель с ПФ дает правильное распределение температуры вблизи стенки, если два этих условия противоречат друг другу, то модель с ПФ не позволяет удовлетворительно описать пристенную зону.

Это обстоятельство заставило вновь вернуться к моделям для низких турбулентных чисел Рейнольдса. С этой целью в коде Anes была реализована двухпараметрическая модель турбулентности, которая использовалась одним из авторов проекта в 80-ых годах прошлого века для моделирования течения низкотемпературной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона [13]. Проведенные расчеты показали, что подобная модель позволяет описать ухудшенные режимы течения двуокиси углерода. Эта модель относится к особой категории низкорейнольдсовских двухпараметрических моделей, которые получили название двухслойных моделей турбулентности (two-layer модели).

В связи с этим на третьем этапе работы было решено протестировать модели этой категории и выбрать наиболее достоверную модель.

Целями третьего этапа проекта были:

- 1) анализ, отбор и реализация в коде Anes двухслойных низкорейнольдсовских k-ε моделей турбулентности,
- 2) тестирование разработанных моделей турбулентности для различных теплоносителей в нормальных и ухудшенных режимах теплообмена в трубах,
- 3) тестирование моделей применительно к геометрии реальной тепловыделяющей сборки (ТВС) в нормальных и ухудшенных режимах теплообмена; сравнение с существующими расчетными и экспериментальными данными,

Ниже подробно описываются результаты, полученные на завершающем этапе работы.

### **1. Двухслойная модель турбулентности**

Все двухпараметрические модели турбулентности для низких турбулентных чисел Рейнольдса можно условно разделить на две группы. В первой группе моделей постоянные стандартной k-ε модели турбулентности заменяются на функции от турбулентного числа Рейнольдса, определяемого как:

$$R_k = \frac{\sqrt{k} y_n}{\nu_g} \quad \text{или} \quad R_T = \frac{k^2}{\epsilon \nu_g} \quad (1)$$

где  $y_n$  – расстояние до ближайшей твердой стенки. Типичный пример такой модели – это модель Лаундера-Шарма [14]. Именно модели этой категории, реализованные в коде RHOENICS и протестированные нами, показали отрицательные результаты при моделировании ухудшенных режимов теплообмена на воде СКД.

Ко второй группе относятся двухслойные (two-layer) модели. В двухслойной модели вся область решения разбивается на две зоны: пристенная зона и зона ядра потока. В качестве критерия пристенной зоны используется условие

$$R_k < R_{cr} \quad (2)$$

где критическое значение  $R_{cr}$  лежит в пределах 150 .. 250. В ядре потока для моделирования турбулентного переноса используется стандартная k-ε модель турбулентности:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \left( \rho_g \mathbf{U}_g k - \rho_g \left( v_g + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) &= \rho_g (P_k + P_g - \varepsilon), \\ \operatorname{div} \left( \rho_g \mathbf{U}_g \varepsilon - \rho_g \left( v_g + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) &= \rho_g (C_{\varepsilon 1} P_k + C_{\varepsilon 3} P_g - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$P_k = v_T G, \quad P_g = -\beta_{Tg} \sum_{k=x,y,z} g_k q_{t,k}, \quad \beta_{Tg} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial T_g},$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \mathbf{q}_t = -\frac{\rho_g v_t}{Pr_t} \nabla T_g$$

Здесь  $G$  – функция вязкой диссипации, источник член  $P_g$  в правой части системы (3) описывает порождение или диссипацию величин  $k$  и  $\varepsilon$  за счет сил плавучести,  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля. Остальные обозначения те же, что и в [7]. Стандартная модель содержит семь постоянных, для которых используются «стандартные» значения:

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad C_{\varepsilon 3} = 1.0, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.44, \quad Pr_t = 0.9$$

В пристенной области уравнение для турбулентной энергии  $k$  решается вплоть до стенки с граничным условием  $k=0$  на стенке. Уравнение для диссипации  $\varepsilon$  не решается в этой области, значение диссипации  $\varepsilon$  и коэффициент кинематической турбулентной вязкости  $v_t$  вычисляется с помощью дополнительных алгебраических формул. Стандартный вид этих формул имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= C_D f_\varepsilon (R_k) \frac{k^{3/2}}{l_v}, \quad l_v = \kappa y_n, \quad C_D = C_\mu^{3/4}, \\ v_t &= C_\mu^{1/4} f_\mu (R_k) \sqrt{k} l_v \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\kappa$  – постоянная Кармана,  $l_v$  – длина пути смешения. Все двухслойные модели отличаются видом «демпфирующих» функций  $f_\varepsilon$  и  $f_\mu$ . В настоящее время разработано большое число двухслойных моделей, но наиболее известными являются модели Норриса и Рейнольдса (L. Norris & W. Reynolds), Вольфштейна (M. Wolfshtein) и Хассида и Порэ (S. Hassid, M. Poreh). Хороший обзор и анализ двухслойных моделей можно найти в диссертации [15]. Для модель Норриса-Рейнольдса демпфирующие функции имеют следующий вид:

$$f_\mu = 1 - \exp\left(-\frac{R_k}{A_\mu}\right), \quad f_\varepsilon = \left(1 + \frac{A_\varepsilon}{R_k}\right), \quad A_\mu = 50.5; \quad A_\varepsilon = 5.3$$

для модели Вольфштейна:

$$f_\mu = 1 - \exp\left(-\frac{R_k}{A_\mu}\right), \quad f_\varepsilon = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{R_k}{A_\varepsilon}\right)}, \quad A_\mu = 70.0; \quad A_\varepsilon = 5.1$$

Авторами данной работы была разработана собственная разновидность двухслойной модели, основанная на модели [13]. Ниже эта модель будет называться 2L-ITF. Эта модель по своей структуре близка к модели Хассида и Порэ, хотя и отличается значением использованных констант.

В основе 2L-ITF модели для расчета диссипации  $\varepsilon$  в пристенной области используются соотношения, связывающие ее с турбулентной вязкостью и линейным масштабом турбулентности. Эти соотношения базируются на идее, изложенной в монографии В.М. Иевлева [16]:

$$\varepsilon = \sqrt{C_\mu} \left( \frac{v_g}{C_{\varepsilon 0}} + v_t \right) \frac{k}{l_v^2}, \quad l_v = \kappa y \quad (5)$$

где значение эмпирической постоянной  $C_{\varepsilon 0}$  можно определить из экспериментальных данных. По оценкам [13] приемлемое значение  $C_{\varepsilon 0} = 0.4 \dots 0.6$ . Для замыкания двухслойной модели необходимо привлечь еще одно соотношение для расчета турбулентной вязкости. Для этого можно использовать различные алгебраические соотношения, апробированные для пристенных течений. В данной работе используются два подобных соотношения.

Если для коэффициента турбулентной вязкости использовать соотношение типа Прандтля-Колмогорова

$$v_t = C_\mu^{1/4} f_\mu \sqrt{k} l_v, \quad f_\mu = 1 - \exp\left(-\frac{R_k}{A_\mu}\right) \quad (6)$$

то выражение (5) для диссипации можно привести к стандартному виду (4) с демпфирующей функцией

$$\varepsilon = C_D f_\varepsilon \frac{k^{3/2}}{l_v}, \quad f_\varepsilon = f_\mu + \frac{A_\varepsilon}{R_k}, \quad (7)$$

Для постоянной  $A_\varepsilon$  в расчетах использовалось значение 11.0, что соответствовало значению  $C_{\varepsilon 0} = 0.4$ . Ниже эта версия модели будет называться 2L-ITF1.

Если для коэффициента турбулентной вязкости использовать соотношение, предложенное Лаундером в его низкорейнольдсовской модели

$$v_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad f_\mu = \exp\left(-\frac{2.5}{1 + 0.02 R_T}\right), \quad (8)$$

то выражение для турбулентной вязкости можно привести к виду, содержащему расстояние до ближайшей твердой стенки, аналогичному (6)

$$v_t = -\frac{1}{2C_{\varepsilon 0}} + \sqrt{\frac{1}{4C_{\varepsilon 0}^2} + \sqrt{C_\mu} f_\mu \left( \frac{\sqrt{k} l_v}{v_g} \right)^2} \quad (9)$$

Эта разновидность модели далее будет называться 2L-ITF2.

Заметим, что используя такой подход (базируясь на уравнении (5) для диссипации и привлекая различные пристеночные алгебраические модели турбулентности для коэффициента турбулентной вязкости), можно получить другие двухслойные модели. К сожалению, первые попытки «подключить» таким образом, хорошо зарекомендовавшую себя для теплоносителей СКД модель В.Н. Попова пока не удалось, что связано с ее сильной привязкой к конкретным геометриям каналов.

Описанные выше двухслойные модели (Норриса и Рейнольдса – 2L-Reynolds, Вольфштейна – 2L- Wolfshtein и модели 2L-ITF1, 2L-ITF2) были реализованы в компьютерном коде Anes.

При реализации этих моделей использовались следующие приемы:

1. В качестве критерия переключения формул для расчета турбулентной вязкости в расчетах использовалось условие (2) с  $R_{cr} = 200$ . Для исключения разрывов коэффициента вязкости на этой границе вблизи нее применялась интерполяция между значениями, рассчитанными по соотношениям для ядра (3) и пристенной зоны (4). Для этого использовалась «типичная» для CFD кодов функция сглаживания - гиперболический тангенс - с зоной «размазывания» по  $R_k$  равной 20-40.
2. Аналогичным образом сглаживание используется и для вычисления диссипации в пристенной зоне. Уравнение для диссипации в коде решается во всей расчетной об-

ласти, однако в пристенной зоне задается «большой» источник, который фиксирует значение диссипации, рассчитанное по пристенным соотношениям (4) или (5). На границе областей этот источник стремиться к нулю, что также достигается применением функции сглаживания.

3. Поскольку двухслойная модель является низкорейнольдсовской, то для разрешения пристенных градиентов требуется мелкая сетка вблизи твердой границы. В литературе предлагаются разные критерии для определения качества сетки. Обычно в качестве критерия используется безразмерное расстояние от твердой стенки

$$Y^+ = \frac{u_\tau y_n}{\nu_g}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_g}}, \quad \tau_w = \rho_g \nu_g \frac{\partial U_\tau}{\partial n} \quad (10)$$

которое для центра пристенного КО должно быть меньше единицы.

Для применения двухслойной модели необходима информация о расстоянии до ближайшей твердой стенки  $y_n$  для любого КО. Для простых геометрий расчетной области (например, течение в трубе) это поле легко определить из геометрических соображений. Для расчета этой величины для произвольной геометрии расчетной области (РО) в коде Anes реализованы два алгоритма.

Первый алгоритм использует «прямой» подход для расчета расстояния. В коде Anes граница РО описывается в виде списка граней КО, причем грани твердых границ помечаются специальным флагом. Для расчета  $y_n$  для каждого КО перебираются грани твердых границ и вычисляется минимальное расстояние между центрами КО и грани. Несмотря на то, что в этом алгоритме производится прямой перебор КО и граней, он оказался вполне приемлемым даже для мелких сеток КО. Для числа КО порядка 1 млн. время вычисления составляет 200 секунд. Главный недостаток этого алгоритма заключается в том, что он неприменим в параллельном режиме расчета. Поэтому в коде был реализован второй алгоритм предложенный Б. Сполдингом [20].

В этом алгоритме для расчета расстояния до ближайшей стенки используется приближенные «эмпирические» соотношения, основанные на решении уравнения Пуассона для вспомогательной переменной  $W$ :

$$\Delta W = -1,$$

с граничными условиями  $W = 0$  на твердой границе и условием  $\partial W / \partial n = 0$  для остальных границ. Расстояние до ближайшей твердой поверхности  $y_n$  рассчитывается из соотношений

$$y_n = \sqrt{|\nabla W|^2 + 2W} - |\nabla W|$$

Как показали сравнения с «прямым» алгоритмом, этот алгоритм может давать ошибки (порядка 10%) на больших расстояниях от твердых стенок. Однако для двухслойной модели эти ошибки не принципиальны, поскольку на больших расстояниях пристенные соотношения не используются.

Для проверки работоспособности наших двухслойных моделей 2L-ITF, реализованных в коде Anes, были проведены расчеты для классических CFD тестов: стабилизированное течение несжимаемой жидкости в трубе (для сравнения использовались экспериментальные данные Лауфера [17]), теплообмен в трубе за уступом (использовались экспериментальные данные Лаундера [14] и Аmano [18]) и турбулентная естественная конвекция в прямоугольной каверне [19]. Для данных тестов модели 2L-ITF1 и 2L-ITF2 дают очень близкие результаты, поэтому ниже приведены только данные для модели 2L-ITF1.

На рисунке 1 показаны профили безразмерной  $k^+$  ( $k^+ = \frac{k}{\frac{\rho_g u_\tau^2}{2}}$ ) и размерной  $k$  турбулент-

ной энергии для числа Рейнольдса  $Re = 50 \cdot 10^3$  для различных значений  $Y^+$  в первом от стенки КО -  $Y^+_1$ . В таблице 1 приведены значения рассчитанных и экспериментальных коэффициентов гидравлического сопротивления

$$\xi = 8 \frac{u_{\tau}^2}{u_0^2}, \quad \xi_{\text{exp}} = \frac{1}{[1.821 \lg(\text{Re}) - 1.64]^2}, \quad \text{Re} = \frac{u_0 d_T}{\nu_g}$$

Расчеты показали, что критерий  $Y^+_1 \leq 2$  является хорошим условием качества построенной сетки.

На рисунках 2-4 показаны результаты моделирования теплообмена в несжимаемой жидкости за уступом в трубе. В экспериментах на участке трубы за расширением задается на стенке постоянный тепловой поток  $q_w$  и в качестве основного критерия для сравнения используется относительное число Нуссельта ( $T_b$  – среднemasовая температура):

$$\text{Nu} = \frac{q_w}{T_w - T_b} \frac{d_T}{\lambda_g}, \quad \text{Nu}_{\text{db}} = 0.023 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.4}$$

На рисунке 2 показано сравнение рассчитанного относительного числа Нуссельта для различных двухслойных моделей турбулентности для случая качественной (fine) сетки, для которой  $Y^+_1$  меньше единицы (кривая 1 на рисунке 4).

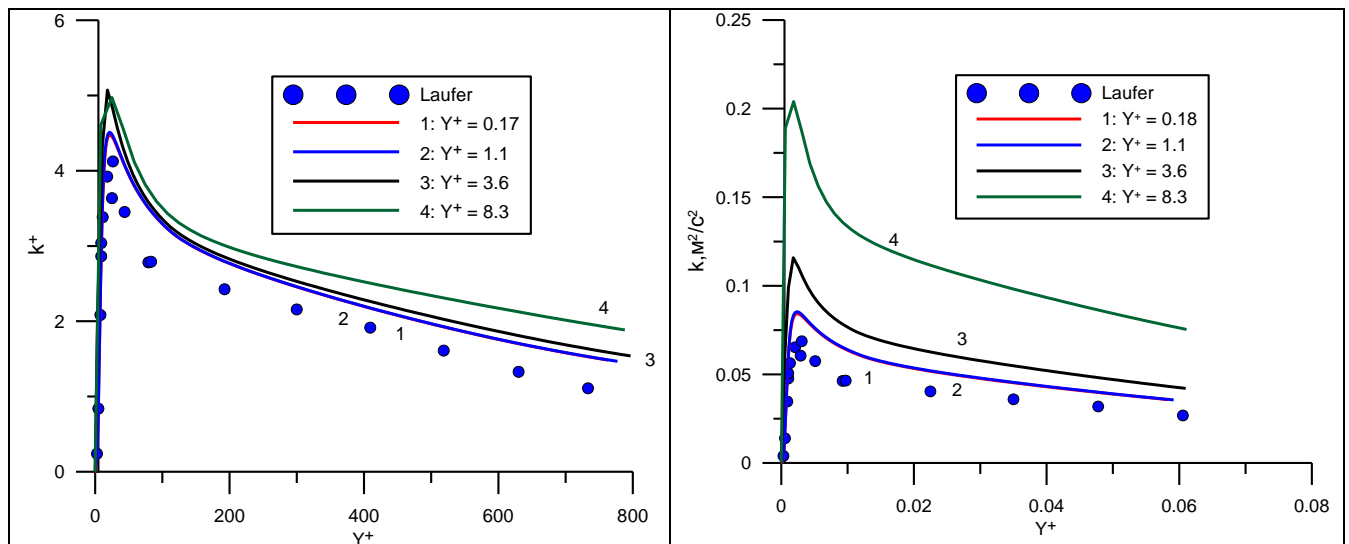


Рисунок 1 – Профиль турбулентной энергии вблизи стенки трубы

Таблица 1

$Y^+_1$	$\xi$ , расчет	$\xi_{\text{exp}}$ , эксперимент
0.17	0,0212	0,216
1.1	0,0213	0,216
3.6	0,250	0,216
8.3	0,460	0,216

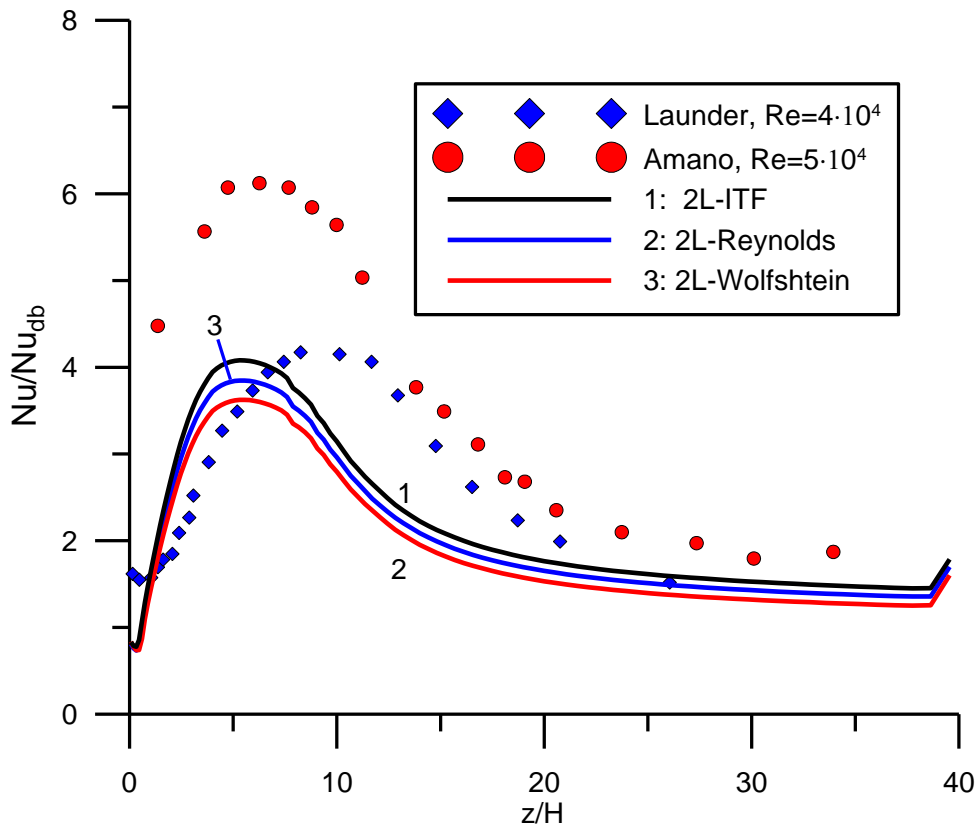


Рисунок 2 – Распределение безразмерного числа Нуссельта по длине трубы за уступом: Расчетные данные приведены для  $Re = 4 \cdot 10^4$

Влияние  $Y_1^+$  на рассчитанные характеристики теплообмена продемонстрированы на рисунке 3, на котором кривая 1 соответствует использованию грубой (coarse) сетки (распределение  $Y_1^+$  для этой сетки – кривая 2 на рисунке 4). Хорошо видно, что при нарушении критерия качества сетки могут возникать большие ошибки в расчете коэффициентов теплоотдачи или температуры стенки.

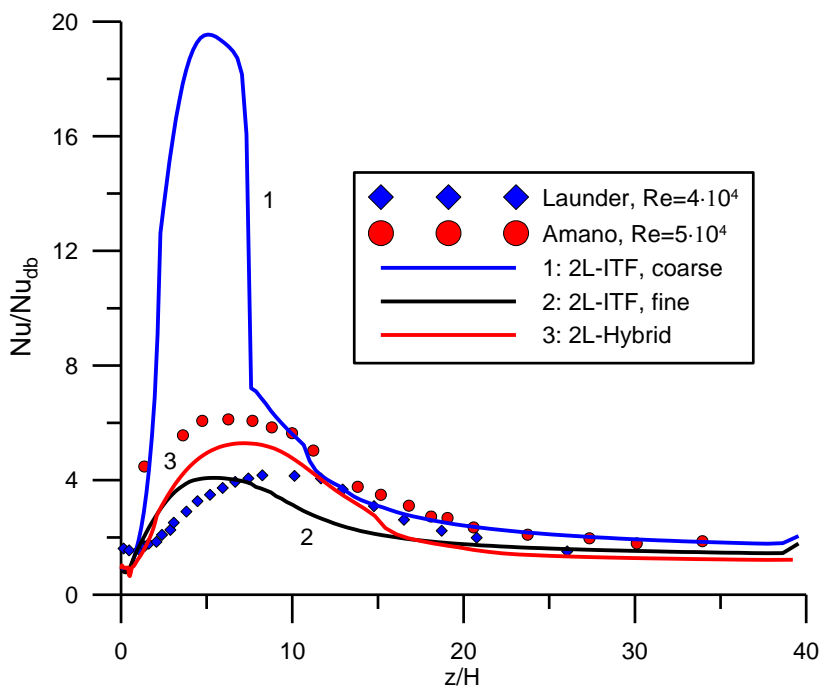


Рисунок 3 – Распределение безразмерного числа Нуссельта по длине трубы за уступом для трех вариантов сеток контрольных объемов

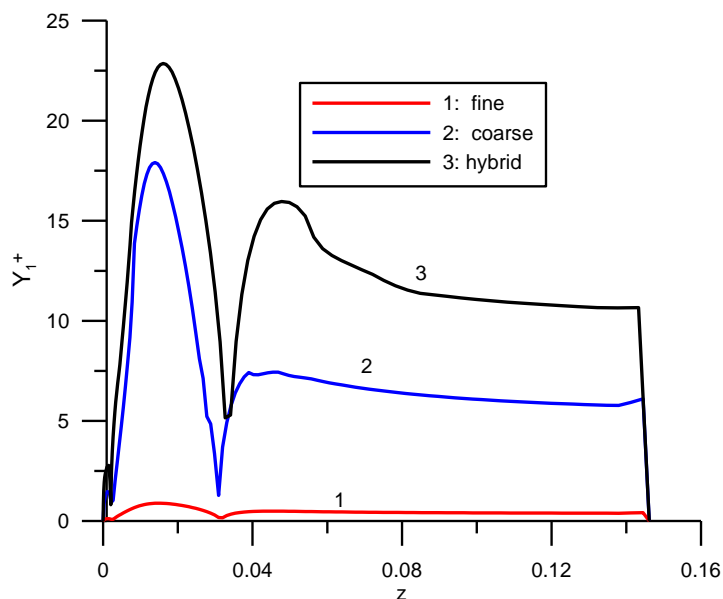


Рисунок 4 – Распределение параметра  $Y_1^+$  для пристенного КО по длине трубы за уступом для трех вариантов сеток контрольных объемов

Заметим, что величина  $Y^+$  зависит не только от размера пристенного КО, но и от свойств среды в КО. Даже если размеры КО выбраны правильно и  $Y_1^+$  в полученном решении допустимые, то в процессе итерационного решения дискретных уравнений возможны «пульсации» полей, в том числе и температуры. При сильно переменных свойствах теплоносителя это может приводить к сильным пульсациям  $Y_1^+$  и расходимости итерационного процесса. Для борьбы с этим явлением в коде Anes был реализован простой «защитный» механизм. Если в пристенном КО на итерации  $Y_1^+$  превышает заданную величину (в коде используются значения 10 ... 15), то в этом КО «включается» алгоритм расчета пристенных функций. Эффект этого механизма продемонстрирован на рисунках 3 и 4 (кривые 2L-Hybrid).

В качестве третьего теста использовалась задача о турбулентной естественной конвекции в квадратной камере (число  $Ra = 1.34 \cdot 10^9$ ) [19]. На рисунке 5 показаны рассчитанные и экспериментально полученные локальные числа Нуссельта на горячей и холодной стенках (на холодной стенке величина  $Y$  отсчитывается от верхней крышки камеры). Заметим, что расчетные распределения локального числа Нуссельта на горячей и холодной стенках практически совпадают.

Приведенные результаты позволяют судить об эффективности реализованных в коде Anes двухслойных низкорейнольдсовских моделей турбулентности для течения сред с постоянными свойствами. Ниже приведены результаты моделирования течения теплоносителя СКД с использованием этих моделей. Следует отметить, что:

- 1) в расчетах использовались сетки КО, для которых  $Y_1^+$  был меньше или равен единицы.
- 2) режимы с нормальной теплоотдачей хорошо описываются как моделями с пристенными функциями, так и двухслойными моделями турбулентности. Поэтому ниже приводятся результаты моделирования только ухудшенных режимов, в которых возникают «пики» температуры стенки.



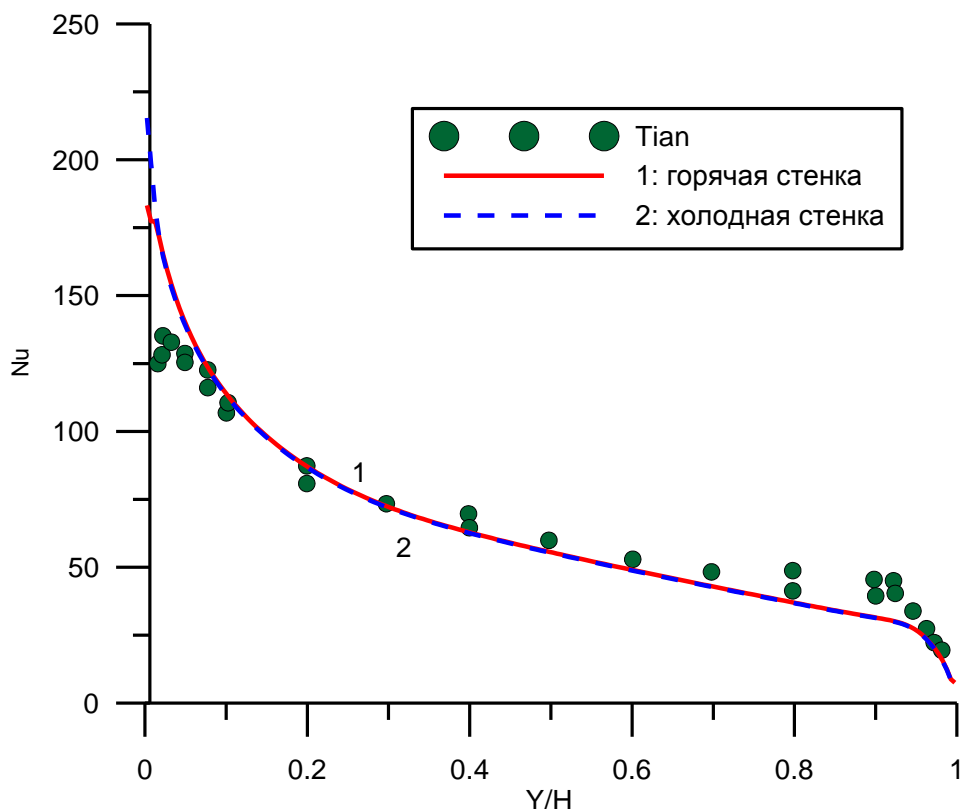


Рисунок 5 – Распределение числа Нуссельта по горячей и холодной вертикальных стенок каверны

## 2. Моделирование течения воды СКД

В данном разделе приводятся результаты моделирования подъемного течения воды СКД в вертикальной трубе ( $d_T = 10$  мм, длиной  $L = 4000$  мм). Для сравнения был выбран экспериментальный режим № 10 П.Л. Кириллова [9] с режимными параметрами (давление теплоносителя  $P = 239.5$  бар, псевдокритическая температура  $T_m = 381$  °С):

$$\rho U = 987 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}, q_w = 789.6 \text{ кВт/м}^2, q_w/(\rho U) = 0.8 \text{ кДж/кг}$$

На входе в трубу задавалось постоянное значение температуры воды  $T_{in} = 319$  °С и развитые турбулентные профили скорости, турбулентной энергии и диссипации, рассчитанные по постоянным свойствам при температуре  $T_{in}$ .

Для расчета использовалась прямоугольная структурная сетка с числом ячеек  $n_R=71$ ,  $n_Z=200$ . По радиусу сетка логарифмически сгущалась к стенке трубы, так чтобы  $Y^+_1$  во всех пристенных КО не превышал единицу.

На рисунке 6 показано распределение температуры стенки по длине трубы для различных модификаций двухслойной модели турбулентности. Расчеты были проведены с учетом сил плавучести, как в уравнениях движения (см. отчет [7]), так и в уравнениях для турбулентной энергии и диссипации (3). Влияние сил плавучести на температуру стенки показано на рисунке 7. Поле температуры теплоносителя в трубе показано на рисунке 8.

На рисунках 9 и 10 приведены поля других переменных. Для возможности визуализации масштаб по оси  $z$  на рисунках 8-10 уменьшен в 50 раз. Заметим, что пик температуры на рисунке 8 (и на других рисунках с полями в виде трехмерной поверхности) при  $(r=0, z=0)$  связан с дефектом алгоритма построения таких поверхностей, в расчетных данных этот пик отсутствует.

Как видно из рисунка 8 вблизи стенки наблюдаются очень большие градиенты температуры. Поэтому температура стенки в первую очередь будет определяться турбулентными характеристиками вблизи самой стенки и небольшие изменения в модели турбулентности в пристенной зоне может приводить к заметному изменению температуры стенки. Кривые 3

и 4 (модели 2L-ITF1 и 2L-ITF2) используют одно и то же соотношение для расчета диссипации в пристенной зоне (5), но различные соотношения для расчета коэффициента турбулентной вязкости (6) и (7). Следует отметить, что при моделировании течений с постоянными свойствами различие между этими моделями по температуре стенки значительно меньше.

Результаты, полученные с использованием двухслойных моделей для течения воды СКД близки к результатам, полученным с использованием моделей с пристенными функциями, приведенными в отчете по первому этапу работы [7]. В частности, двухслойные модели воспроизводят как неоднородное распределение температуры стенки, так и падение относительного коэффициента теплоотдачи (см. [7]).

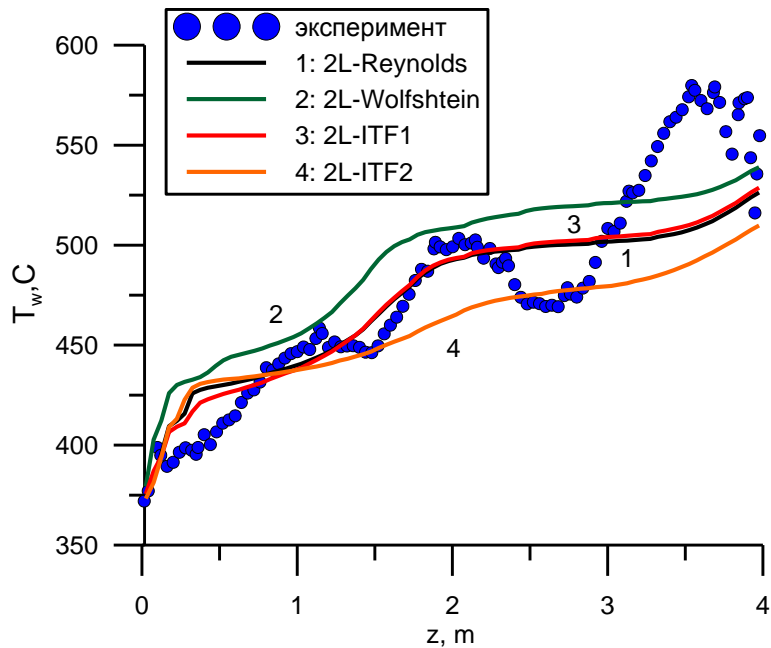


Рисунок 6 – Температура стенки для режима 10 эксперимента П.Л. Кириллова

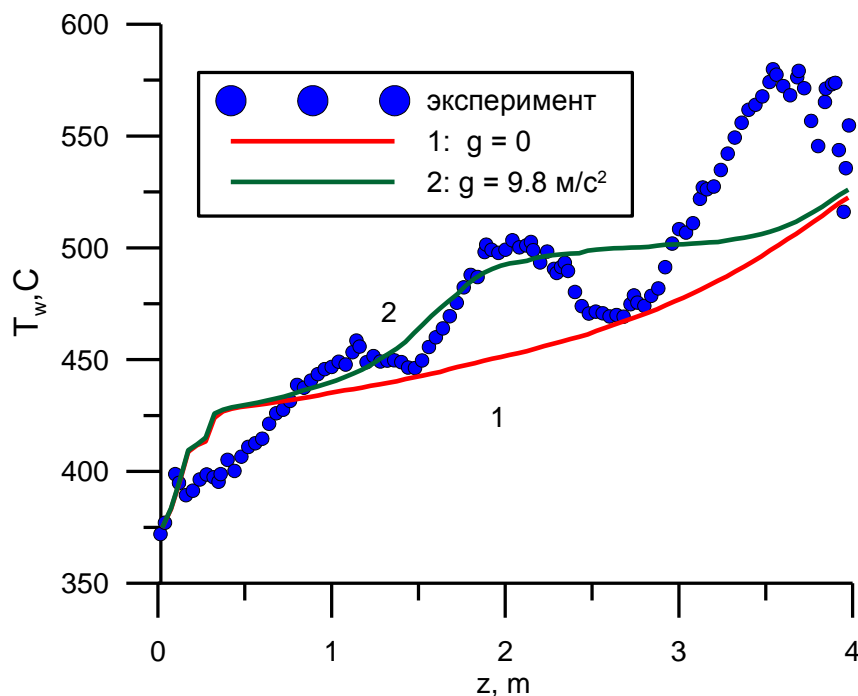


Рисунок 7 – Влияние эффектов плавучести на температуру стенки

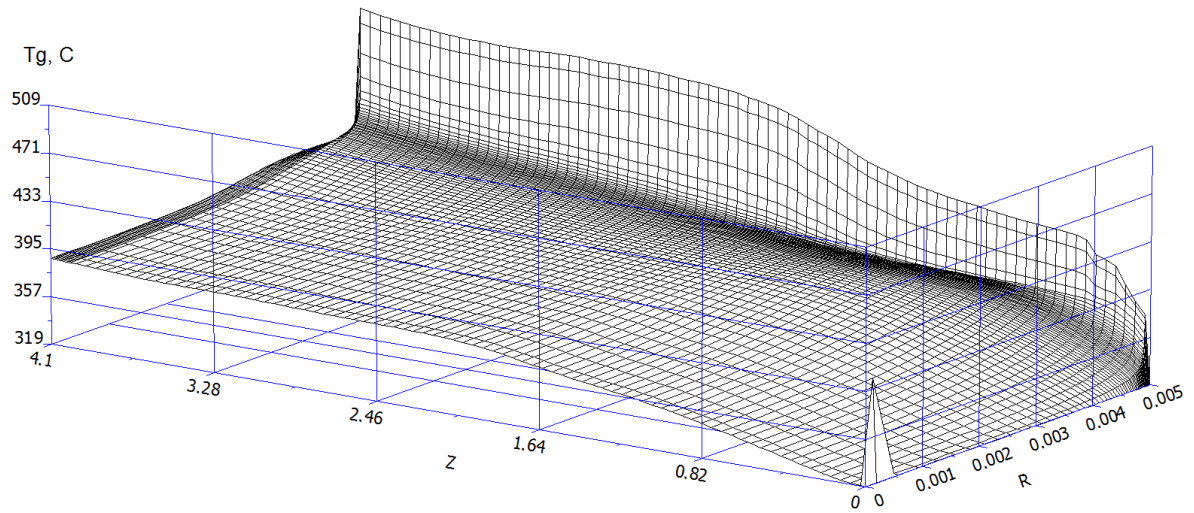


Рисунок 8 – Поля температуры теплоносителя

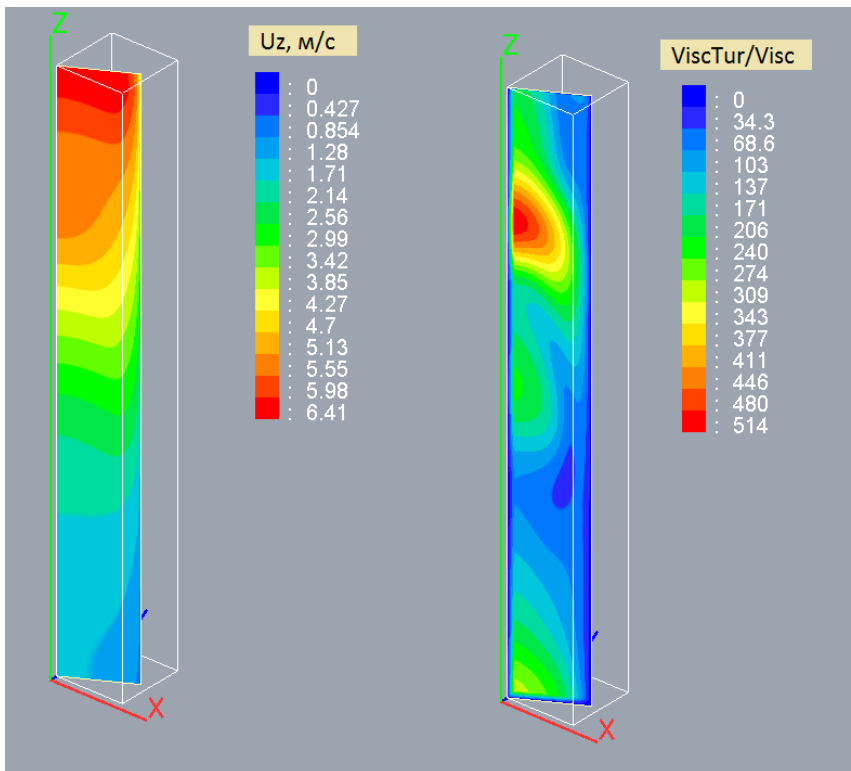


Рисунок 9 – Поля аксиальной скорости  $U_z$  и безразмерного турбулентного коэффициента вязкости

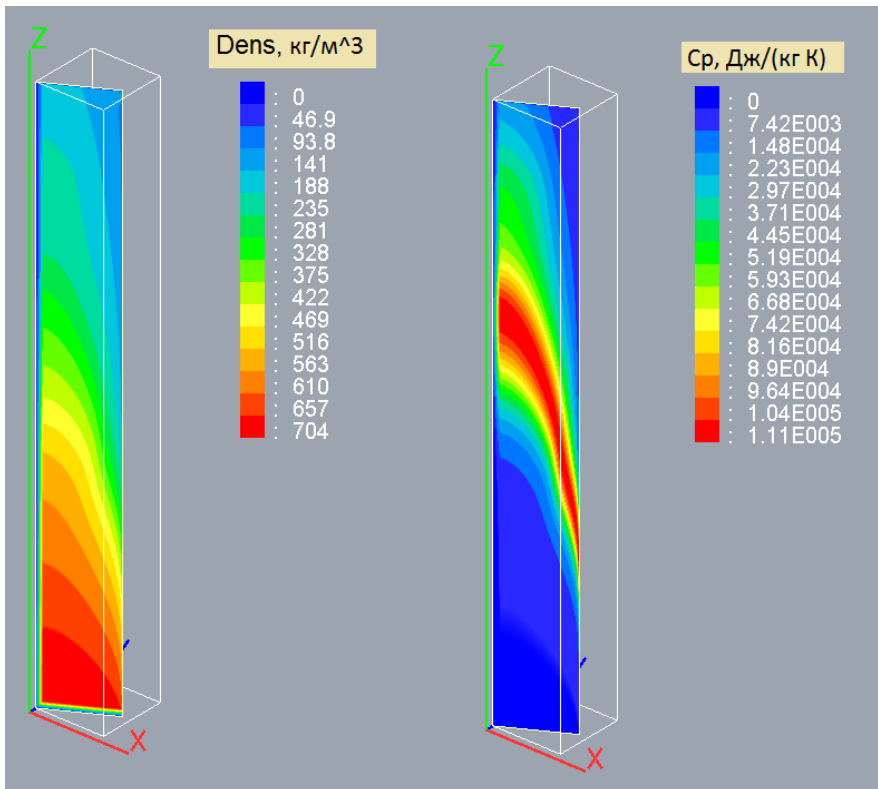


Рисунок 10 – Поля плотности и изобарной теплоемкости теплоносителя

### 3. Моделирование течения двуокиси углерода СКД

В данном разделе приводятся результаты моделирования подъемного течения двуокиси углерода с примесью азота СКД в вертикальной трубе ( $d_T = 8$  мм, длиной  $L/d_T = 120$ ).

Как было показано в отчете по второму этапу работы, именно для этих экспериментов была обнаружена неработоспособность модели турбулентности с пристенными функциями.

Для сравнения были выбраны два эксперимента [10] с ухудшенным режимом теплообмена (давление теплоносителя  $P = 77$  бар, псевдокритическая температура  $T_m = 35$  °С):

- 1)  $\rho U = 4034$  кг/(м<sup>2</sup> с),  $q_w = 1101$  кВт/м<sup>2</sup>,  $q_w/(\rho U) = 0.27$  кДж/кг,  $T_{in} = 20.1$  °С,
- 2)  $\rho U = 3240$  кг/(м<sup>2</sup> с),  $q_w = 980$  кВт/м<sup>2</sup>,  $q_w/(\rho U) = 0.3$  кДж/кг,  $T_{in} = 20.1$  °С,

Первый режим использовался для моделирования на втором этапе работы, второй режим использовался авторами работы [21] для демонстрации возможностей алгебраической модели турбулентности В.Н. Попова.

Постановка задачи для численного моделирования аналогична постановке для моделирования течения воды СКД (см. предыдущий раздел).

На рисунке 11 показано распределение температуры стенки по длине трубы для различных модификаций двухслойной модели турбулентности для первого режима. Расчеты были проведены с учетом сил плавучести, как в уравнениях движения (см. отчет [7]), так и в уравнениях для турбулентной энергии и диссипации (3). Влияние сил плавучести на температуру стенки для режима 1 показано на рисунке 12. Поле температуры теплоносителя в трубе показано на рисунке 13 для модели 2L-ITF2 (отличие в полях температуры для разных моделей наблюдаются только в очень узкой зоне вблизи стенки).

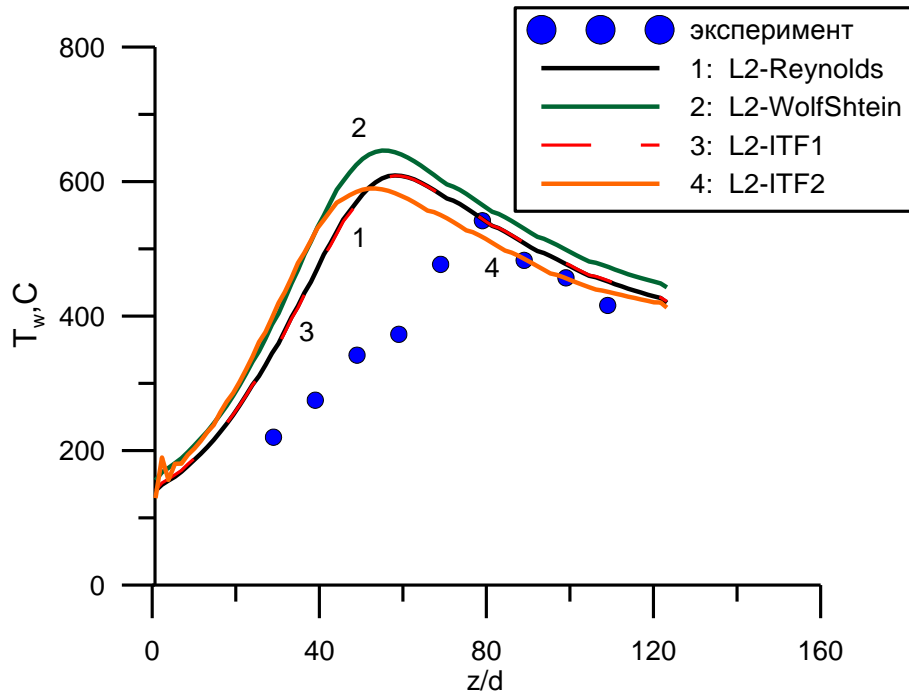


Рисунок 11 – Температура стенки для режима 1:

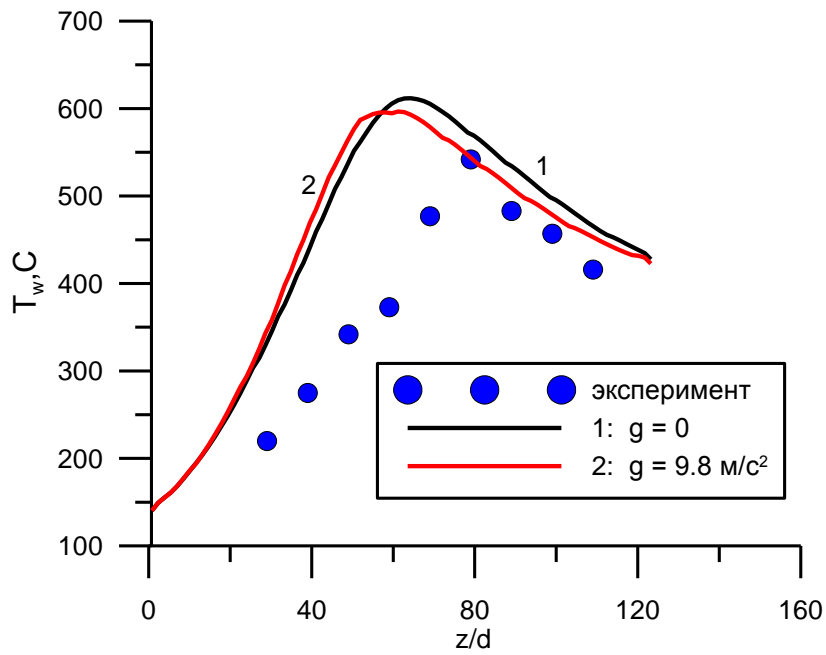


Рисунок 12 – Влияние эффектов плавучести на температуру стенки для режима 1

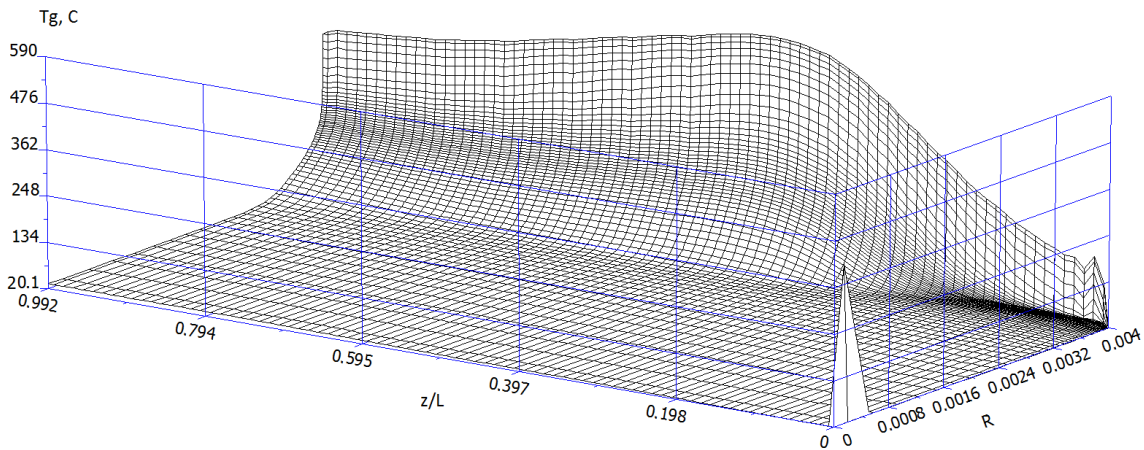


Рисунок 13 – Поля температуры для 2L-ITF2 моделей турбулентности для режима 1

На рисунках 14 – 17 показаны результаты моделирования режима 2. Для сравнения с результатами работы [21] дополнительно были проведены расчеты с использованием алгебраической модели В.Н. Попова, реализованной в коде Anes.

На рисунке 14 показано распределение температуры стенки для модификаций двухслойной модели 2L-ITF1 и 2L-ITF2 и алгебраической модели. Наши расчеты подтверждают известный факт, что модель В.Н. Попова хорошо описывает ухудшенные режимы теплообмена.

Как следует из рисунков 11 и 14 двухуровневая модель также описывает эффекты ухудшенного режима, но дает завышенные значения температуры стенки.

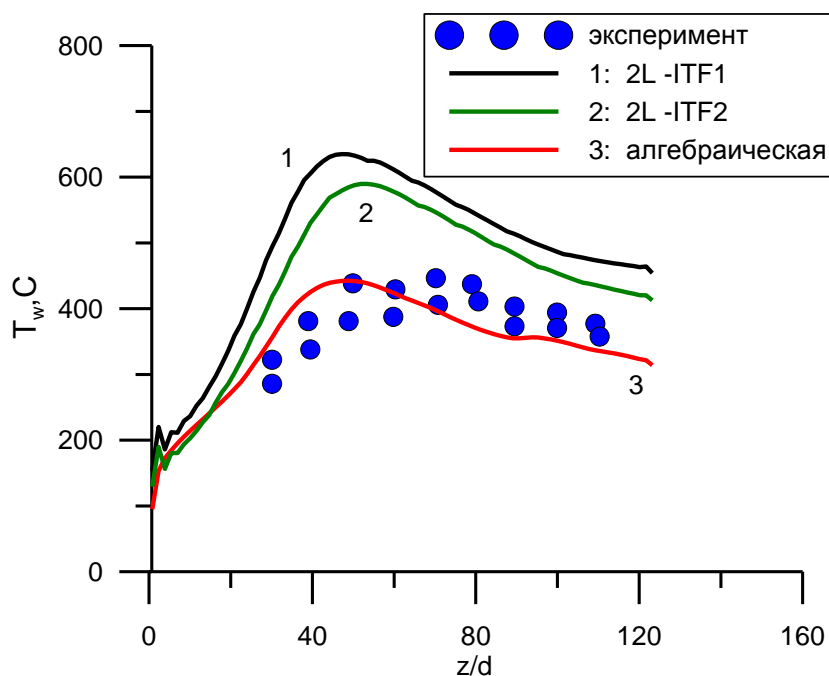


Рисунок 14 – Температура стенки для режима 2

На рисунках 15 и 16 показаны поля безразмерной турбулентной вязкости и изобарной теплоемкости для двухслойной модели 2L-ITF2 и алгебраической модели, а на рисунке 17 поле температуры теплоносителя в трубе для алгебраической модели (для модели 2L-ITF2 это поле показано на рисунке 13). Как следует из этих рисунков, причина отличия расчетов по этим моделям связана с полями вблизи стенки трубы.

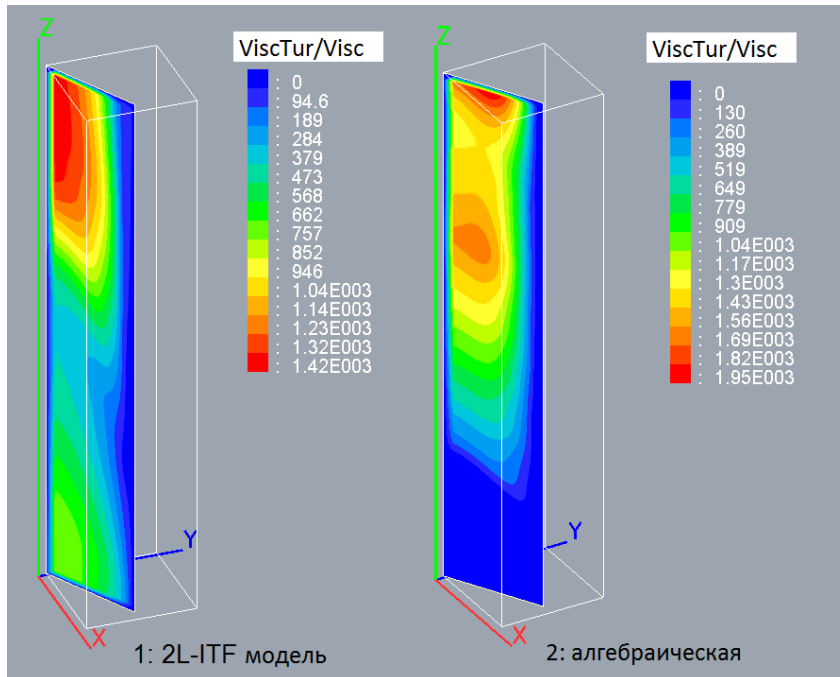


Рисунок 15 – Поля безразмерной турбулентной вязкости для алгебраической и 2L-ITF моделей турбулентности для режима 2

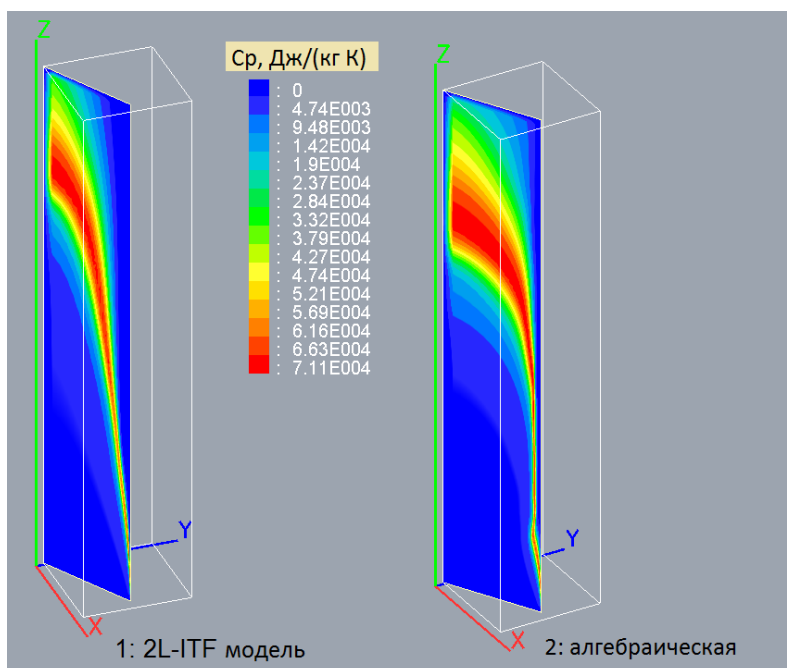


Рисунок 16 – Поля изобарной теплоемкости для алгебраической и 2L-ITF моделей турбулентности для режима 2

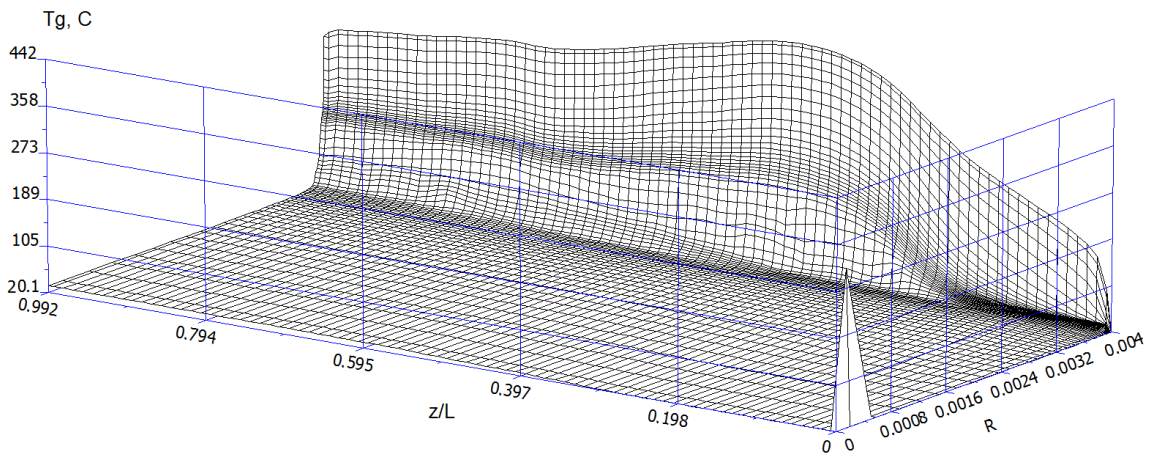


Рисунок 17 – Поле температуры для алгебраической модели турбулентности для режима 2

#### 4. Моделирование имитатора тепловыделяющей сборки

В предыдущих разделах приведены результаты использования двухслойной модели турбулентности для простой геометрии – вертикальной цилиндрической трубы. В этом случае для моделирования гидродинамики и теплообмена можно применять алгебраические модели турбулентности. В данном разделе приводятся результаты моделирования имитатора тепловыделяющей сборки, для которого алгебраические модели неприменимы, а модели турбулентности с пристенными функциями не позволяет корректно описать распределение температуры теплоносителя (см. отчет по второму этапу [2]).

Для моделирования использовались результаты экспериментального исследования теплообмена при течении фреона-12 (R-12) СКД в конструкции, имитирующей сборку твэлов [2]. Длина стержней в экспериментальном стенде составляла величину 1 м, а их диаметр равнялся 9,5 мм. Сборка выполнена в виде пучка стержней с сечением, представленном на рисунке 18. Через стенки всех 7 имитаторов твэлов пропускался ток, создающий на их поверхности постоянный тепловой поток  $q_w$ . В эксперименте измерялась температура поверхности центрального имитатора №5.

В данном разделе описываются результаты моделирования режима №2, для которого наблюдался режим ухудшенной теплоотдачи (давление теплоносителя  $P = 46.5$  бар, псевдокритическая температура  $T_m = 117$  °С):

$$\rho U = 446 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с}), q_w = 47.9 \text{ кВт}/\text{м}^2, q_w/(\rho U) = 0.11 \text{ кДж}/\text{кг}.$$

Для моделирования использовались неструктурные декартовы сетки с локальным дроблением кода Anes, в которых для детального описания границы расчетной области (поверхности твэлов) применяется модель дробных ячеек. Поскольку для использования двухслойной модели турбулентности требуются, чтобы  $Y^+$  для пристенных КО были меньше 1 .. 2, то для расчетов необходимо использовать очень мелкую сетку. Предварительные расчеты с постоянными свойствами на стабилизированном участке течения показали, что размеры КО вблизи поверхности должны быть порядка 10 микрон. Для моделирования сборки по всей длине (1000 мм) с такими размерами пристенных КО необходимо использовать неструктурную сетку с числом КО порядка 20 млн. В распоряжении авторов работы была только 48-ми ядерная рабочая станция, поэтому провести расчеты с таким числом КО не представлялось возможным. Поскольку течение в сборке носит «параболи-



ческий» характер по  $z$ , можно проводить приближенное моделирование не всей сборки, а только ее части. Поэтому в данной работе расчет проводился для сборки длиной 400 мм (число КО составляло 4.7 млн. и размер КО вблизи поверхности твэлов – 15 микрон). На рисунке 18 показана сетка КО в поперечном сечении (в силу симметрии используется четвертая часть сборки).

На входе в сборку задавалось «стержневое» течение с равномерной аксиальной скоростью и постоянной температурой  $T_{in} = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Для расчета постоянных турбулентных характеристик на входе задавалась интенсивность турбулентных пульсаций равная 5%.

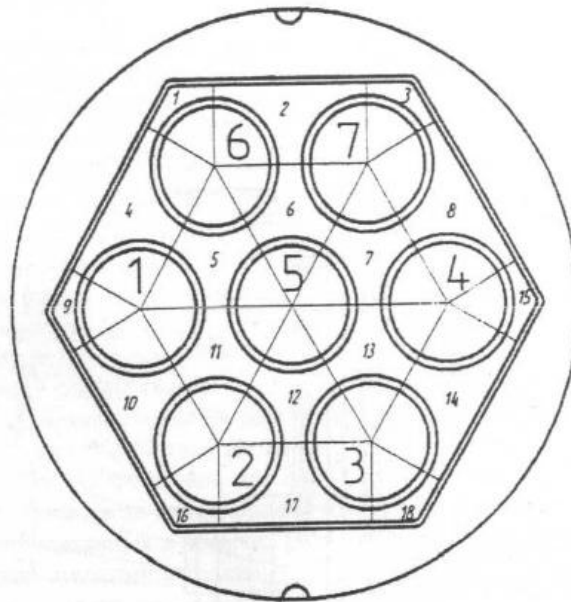


Рисунок 17 - Поперечное сечение рабочего участка

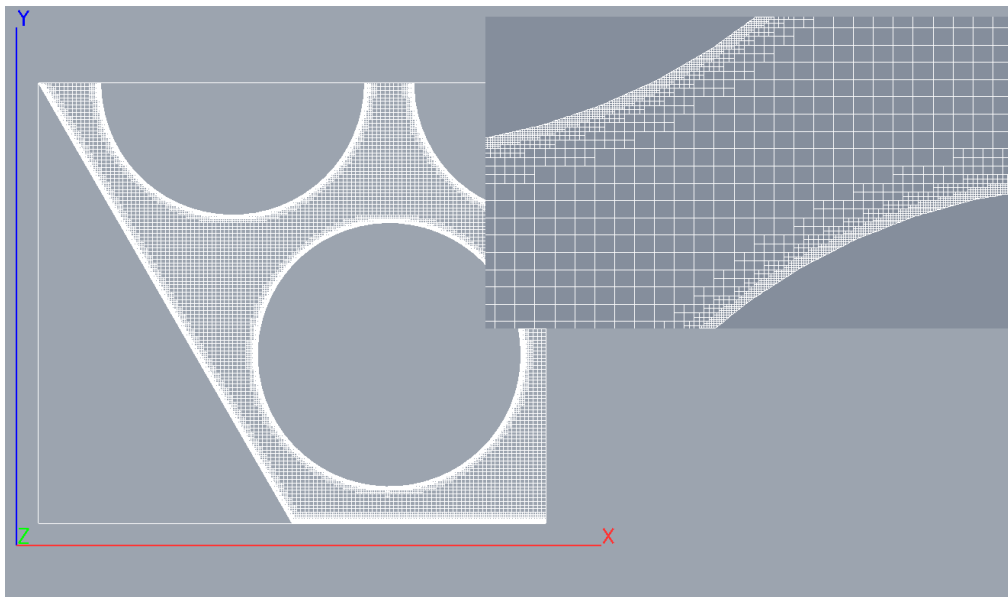


Рисунок 18 – Сетка КО в поперечном сечении (x,y)

Для оценки параметров течения теплоносителя на первом этапе было смоделировано течение теплоносителя с постоянными свойствами, определенными при температуре  $T_{in}$ , на

участке стабилизированного теплообмена. На стабилизированном участке теплообмена скорость потока перестает зависеть от координаты  $z$ , а температура меняется линейно по  $z$ .

Для моделирования стабилизированного течения в коде Anes реализован специальный алгоритм, основанный на использовании периодических граничных условий для случая  $q_w = \text{const}$ . При использовании этого алгоритма температура среды представляется в виде

$$T_g = T_{\text{cic}} + \left( \frac{dT}{dz} \right)_0 z$$

где  $T_{\text{cic}}$  – периодическая составляющая температуры среды,  $(dT/dz)_0$  – постоянный градиент температуры, определяемый полным потоком подведенного тепла.

На рисунках 18 – 20 показаны поля такого стабилизированного режима. Отметим основные особенности:

- 1) Поле аксиальной скорости  $U_z$  достаточно неоднородно по сечению сборки, что приводит к существенно неоднородному распределению температуры.
- 2) Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру твэла  $Re = 6200$ , поэтому коэффициенты турбулентного переноса тепла и импульса достаточно малы (максимальное значение безразмерной турбулентной вязкости составляет величину порядка 30), что при заданном тепловом потоке приводит к появлению больших градиентов температур вблизи поверхности твэлов.

Температуры  $T_{\text{cic}}$  изображена на рисунке 19. На стабилизированном участке при граничном условии  $q_w = \text{const}$  температура  $T_{\text{cic}}$  определена с точностью до постоянной, поэтому смысл имеет только разница температур, например, разница между температурой потока и среднemasсовой температурой  $T_b$ , которая для данного расчета равна  $-121$  °С.

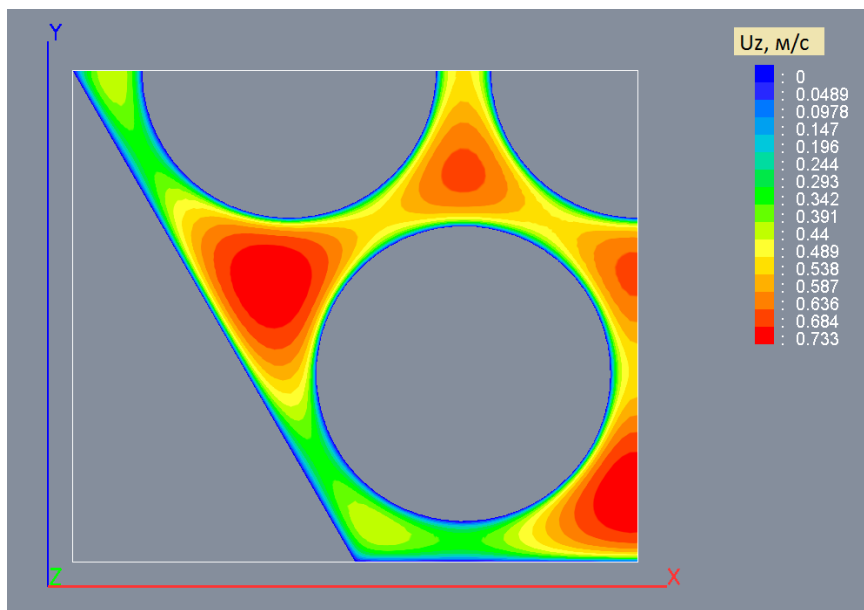


Рисунок 18 – Поле аксиальной скорости фреона на стабилизированном участке

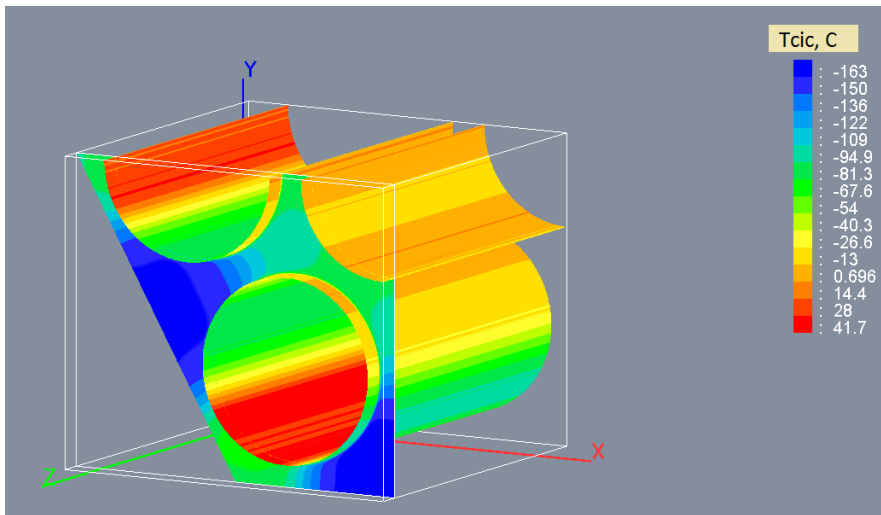


Рисунок 19 – Поле температуры фреона на стабилизированном участке

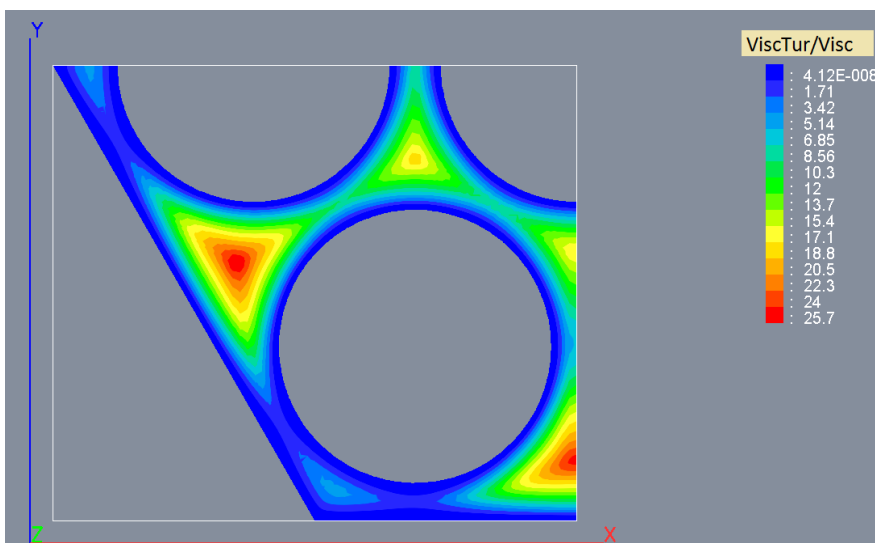


Рисунок 20 – Поле безразмерной турбулентной вязкости фреона на стабилизированном участке

На рисунках 21 – 27 показаны результаты моделирования течения теплоносителя СКД. Особый интерес вызывают поля температуры теплоносителя (рис. 22, 23) и его свойств (рис. 25, 26). Как следует из этих рисунков, вся область сильного изменения параметров теплоносителя сосредоточена в узком слое вблизи поверхности твэлов. Если использовать аналогию с двухфазным потоком, то можно сказать, что в сборке реализуется режим пленочного кипения с очень узкой паровой пленкой на поверхности твэлов. Это позволяет объяснить неудачу использования модели с пристенными функциями для данной задачи: изменение всех параметров происходило в одном пристенном КО, в котором и вычислялись пристенные функции.

Рассчитанная температура поверхности твэлов показана на рисунке 23, а на рисунке 24 показано сравнение экспериментальных и расчетных данных по средней температуры центрального твэла. Хорошо видно, что в расчетах появляется пик температуры стенки центрального твэла, однако этот пик сильно смещен к началу сборки относительно экспериментальных данных. Тем не менее, качественно тенденции в поведении температуры стенки воспроизводятся.

Значение  $Y^+_1$  в пристенных КО в расчетах изменялась в больших пределах, что связано с использованием в коде Anes модели дробных ячеек. При этом максимальное значение  $Y^+_1$  составляла 3.3, что вообще говоря, больше рекомендованного значения равного 1 .. 2 (см.

раздел 1). Именно это является причиной появления небольших колебаний температуры поверхности твэлов на рисунке 23. Возможно, это является и причиной сдвига максимума температуры стенки к входу в сборку.

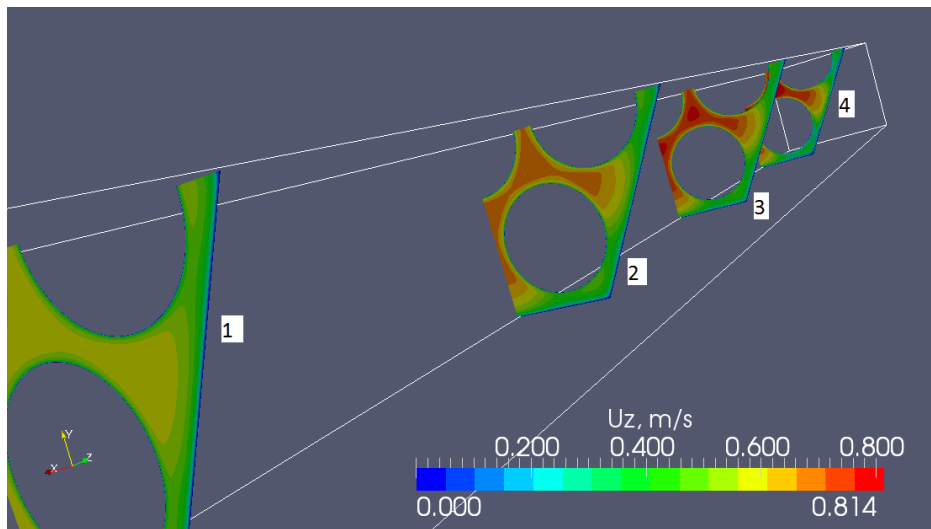
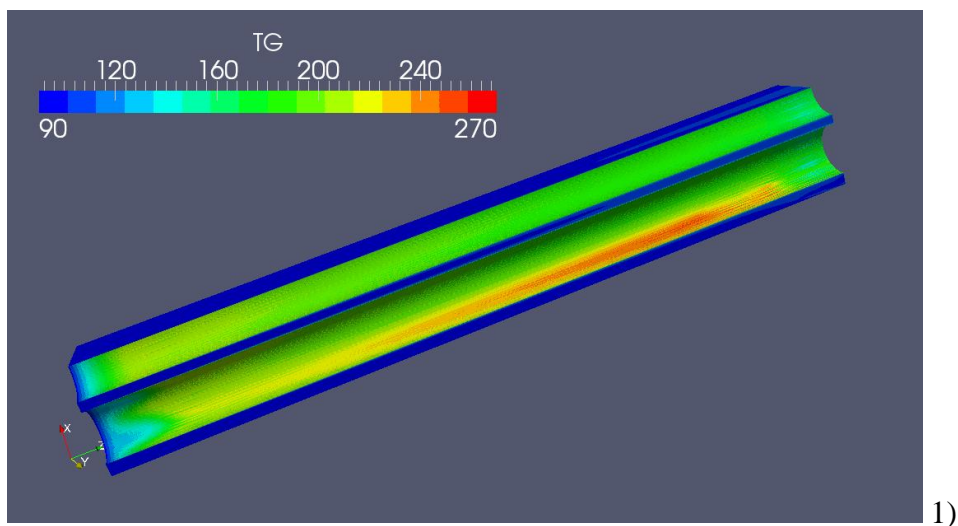
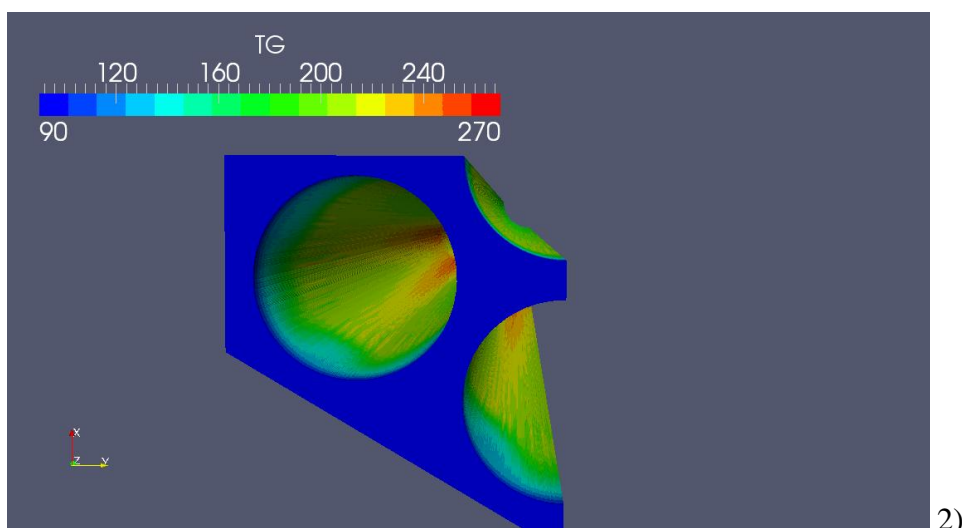


Рисунок 21 – Поле аксиальной скорости в сборке:  
1 – сечение  $z = 0.05$  м; 2 –  $z = 0.15$  м; 3 –  $z = 0.25$  м; 4 –  $z = 0.38$  м



1)



2)

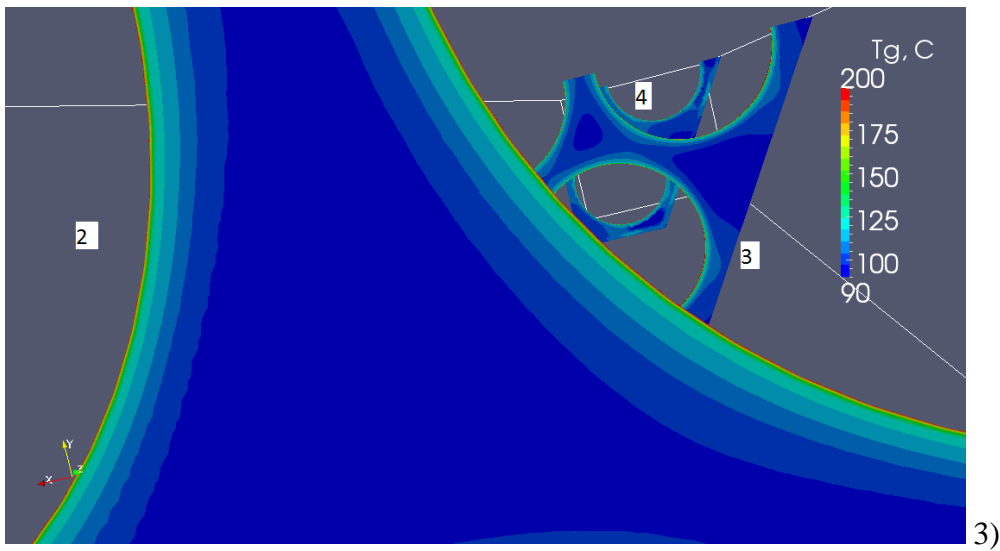
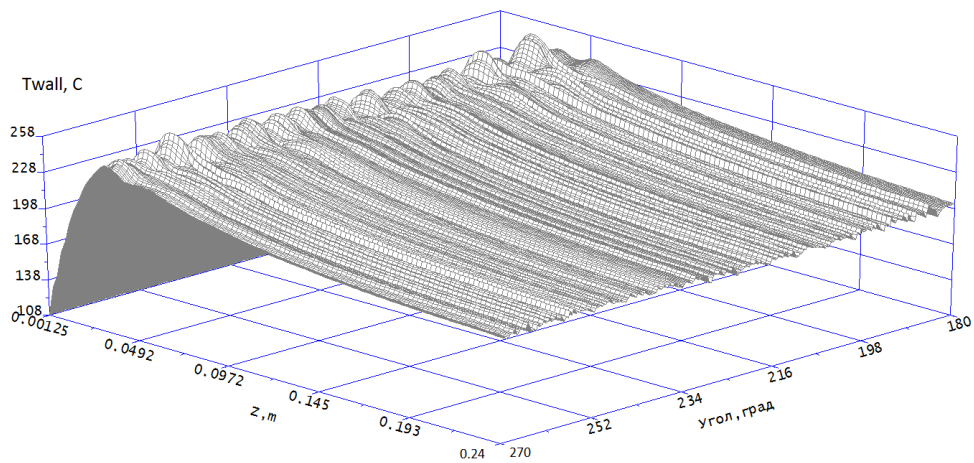
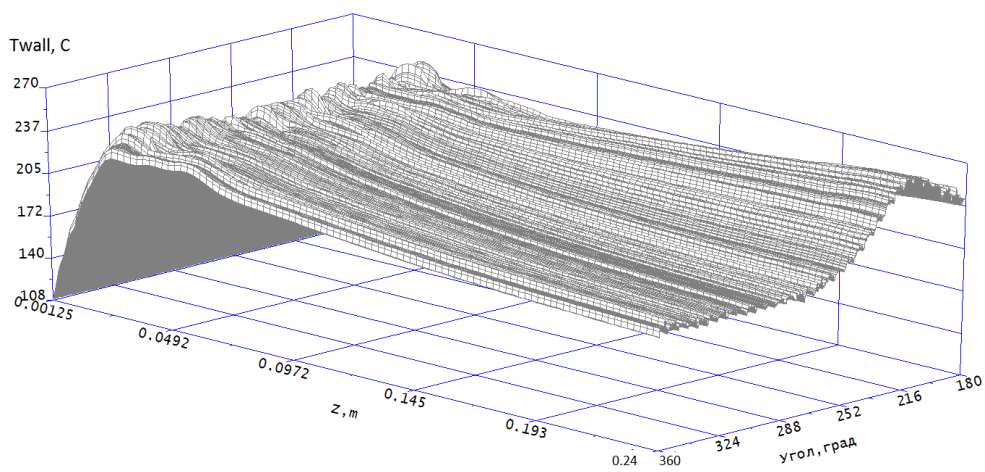


Рисунок 22 – Поле температуры теплоносителя в сборке:

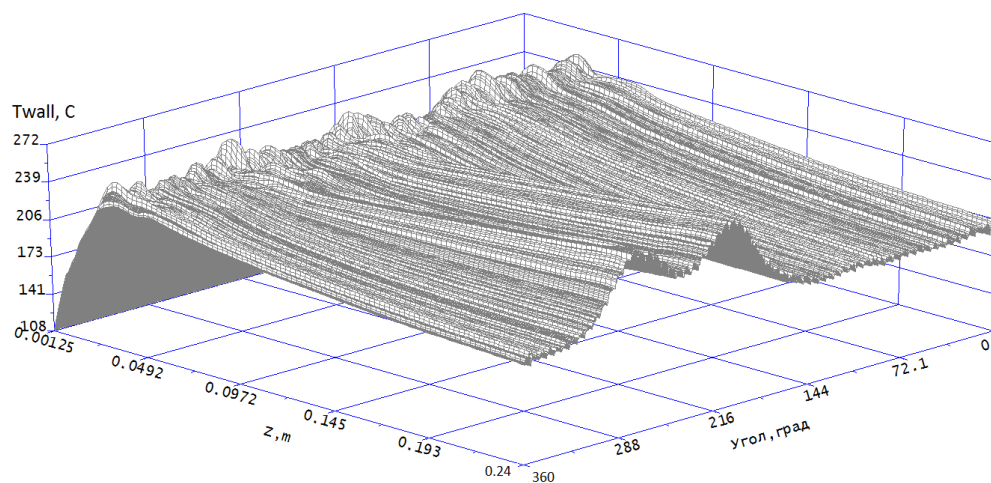
- 1, 2 - температура поверхности твэлов,  
 3 – поля температуры теплоносителя в сечениях:  
 2 –  $z = 0.15$  м; 3 –  $z = 0.25$  м; 4 –  $z = 0.38$  м



1)



2)



3)

Рисунок 23 – Температуры поверхностей твэлов:

1) – центральный твэл № 5 (рис. 15),

2) – твэл № 1 (рис. 15),

3) – твэл № 2 (рис. 15),

Отсчет угла от положительного направления оси x против часовой стрелки

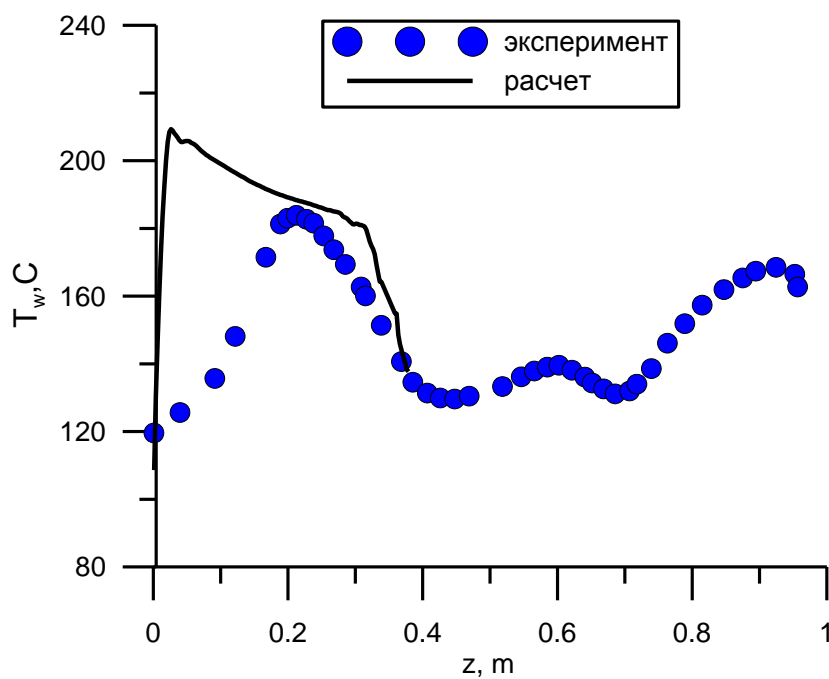


Рисунок 24 – Распределение температура стенки центрального твэла по длине канала

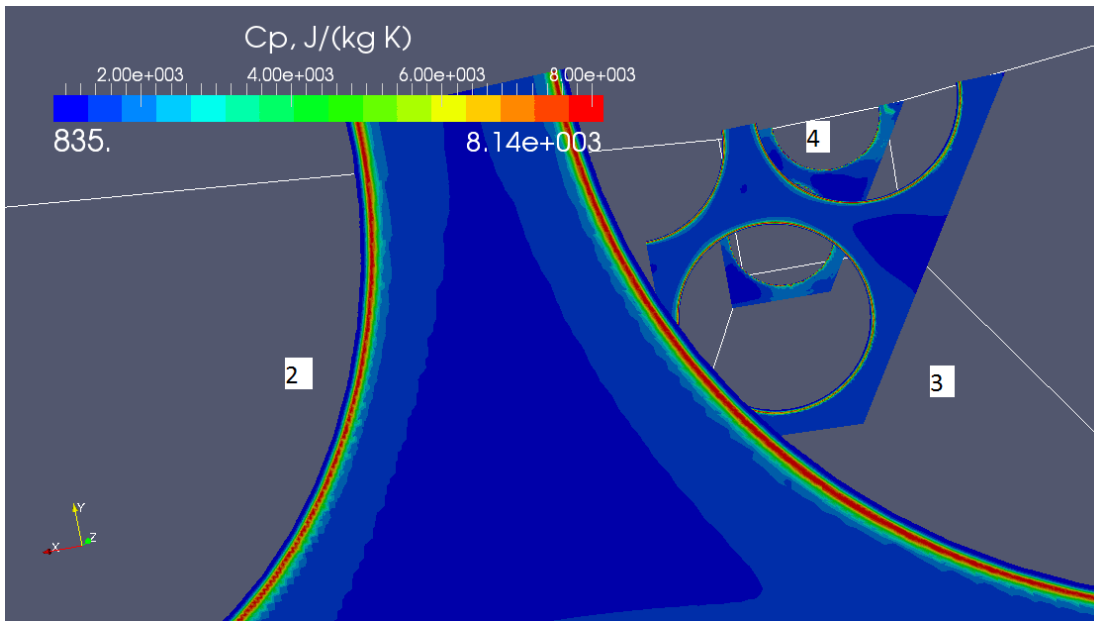


Рисунок 25 – Поле изобарной теплоемкости теплоносителя в сборке в сечениях:  
 $2 - z = 0.15$  м;  $3 - z = 0.25$  м;  $4 - z = 0.38$  м

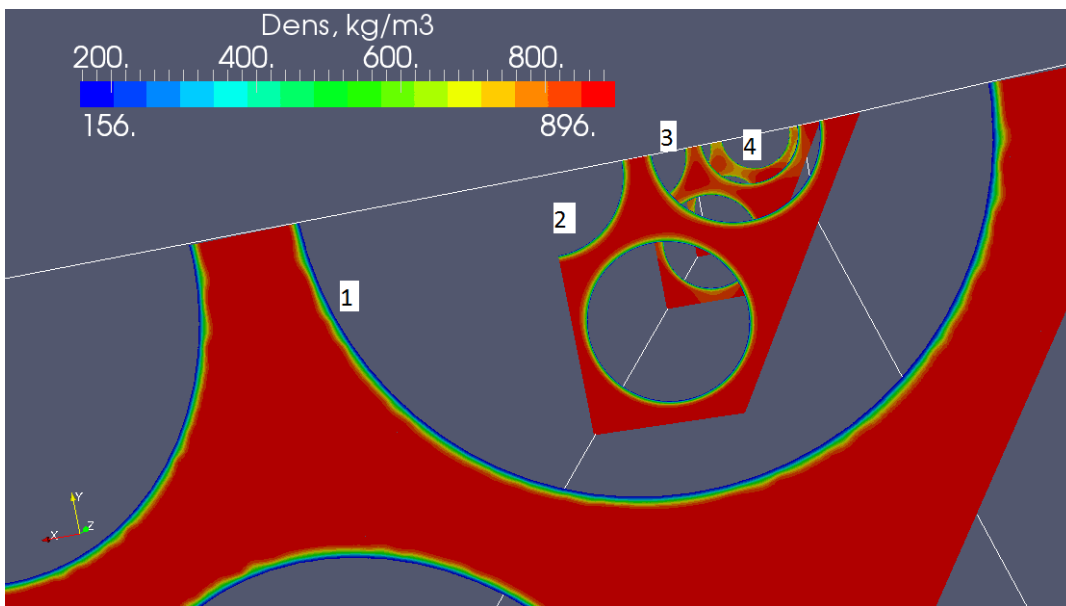


Рисунок 26 – Поле плотности теплоносителя в сборке в сечениях:  
 $1 - z = 0.05$  м;  $2 - z = 0.15$  м;  $3 - z = 0.25$  м;  $4 - z = 0.38$  м

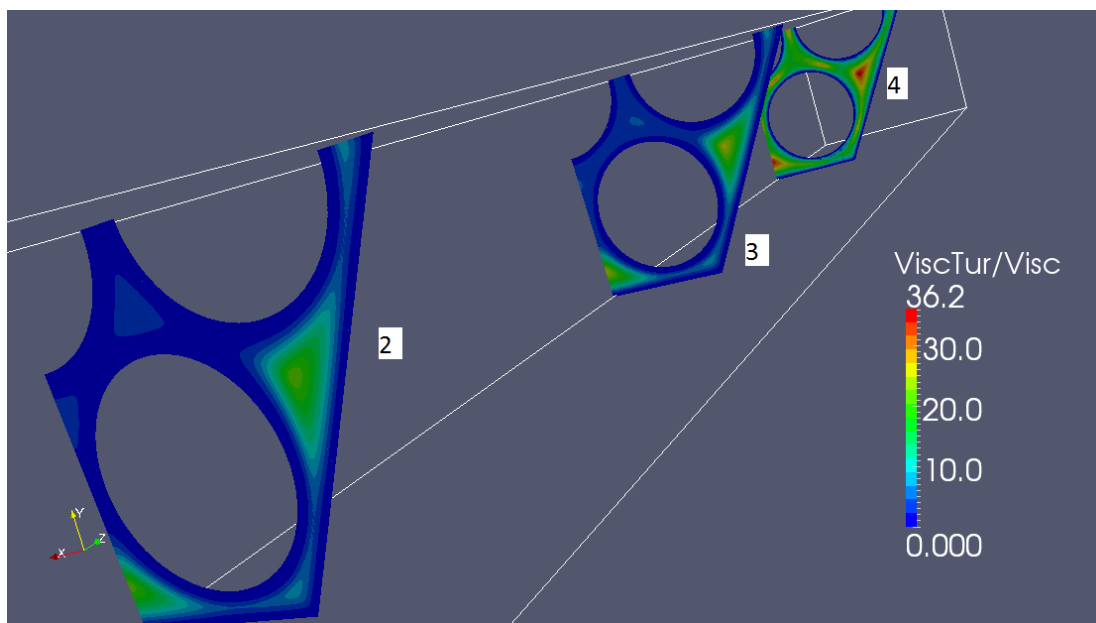


Рисунок 27 – Поле безразмерной турбулентной вязкости теплоносителя в сборке в сечениях:  
 2 –  $z = 0.15$  м; 3 –  $z = 0.25$  м; 4 –  $z = 0.38$  м

Приведенные выше результаты позволяют сделать вывод, что двухслойные модели турбулентности в принципе можно использовать для моделирования нормальных и ухудшенных режимов теплообмена теплоносителя СКД не только в трубах, но и в реальных сборках твэлов. Правда при использовании существующего генератора неструктурных сеток кода Anes для этого требуется применять достаточно мелкие сетки с числом КО порядка нескольких десятков миллионов. Уменьшить число КО для канальных течений можно, если реализовать новый алгоритм построения неструктурной декартовой сетки с локальным дроблением. В текущей версии кода Anes генератор сетки настроен на обработку трехмерных геометрий со сравнимыми размерами по осям координат, поэтому дробление КО производится изотропно по всем трем направлениям осей координат. Для канальных течений, в которых размер вдоль оси  $z$  значительно больше размеров по осям  $x$  и  $y$ , это приводит к излишне большому числу КО по оси  $z$  вблизи поверхностей твэлов. Если отключить дробление по оси  $z$ , можно значительно уменьшить число КО вдоль оси  $z$  и увеличить число КО в сечении  $(x, y)$ . В настоящее время авторы работы планируют провести такую модификацию генератора сеток кода Anes и провести расчеты имитаторов сборки твэлов с более детальными сетками.

Разработанные в рамках проекта модели турбулентности реализованы в текущей версии CFD кода Anes. Код Anes является бесплатным и свободно распространяемым продуктом. Для получения кода нужно связаться с одним из авторов проекта по электронной почте по адресу [ArtemovVI@mpei.ru](mailto:ArtemovVI@mpei.ru).

## Выводы

За отчетный период авторами выполнена следующая работа:

1. Проведен анализ, отбор, тестирование и реализация в коде Anes двухслойных низкорейнодсовских  $k$ - $\epsilon$  моделей турбулентности.
2. Проведена верификация и тестирование существующих и разработанных низкорейнольсовских моделей турбулентности для различных теплоносителей в нормальных и ухудшенных режимах теплообмена в трубах.



3. С использованием разработанных низкорейнольдсовских моделей проведены расчеты применительно к реальной тепловыделяющей сборке (ТВС) в нормальных и ухудшенных режимах теплообмена и проведено сравнение с существующими экспериментальными данными.

Таким образом, план 2012 года в основном выполнен. В настоящее время результаты работы не подготовлены к печати, т.к. авторы считают, что для полноценной публикации необходимы дополнительные исследования.

### **Литература**

1. Cheng X., Kuang B., Yang Y.H. Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels // *Nuclear Engin. Des.*, 2007, v. 273, p. 240–252.
2. Koshizuka S., Takano N., Oka Y. Numerical analysis of deterioration phenomena in heat transfer to supercritical water // *Int. J. Heat Mass Transfe*, 2008, v. 51, p. 3052–3056.
3. Jiang P.-X., Zhang Y., Shi R.-F. Experimental and numerical investigation of convection heat transfer of CO<sub>2</sub> supercritical pressures in a vertical mini-tube // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2008, v. 51, p. 3052–3056.
4. Seo K.W. Anderson M.H., Corradini M.L. Studies of supercritical heat transfer and flow phenomena. Proc. NURETH-11, Avignon, France, October 2-6, 2005, paper 162.
5. Yang J., Oka Y., Ishiwatary Y., Liu J., Yoo J. Numerical investigation of heat transfer in upward flows of supercritical water in circular tubes and tight fuel rod bundles// *Nuclear Engin. Des.* 2007, v. 237, p. 240–252.
6. Shang Z., Lo S. Numerical investigation of supercritical water-cooled nuclear reactor in horizontal rod bundles// *Nuclear Engin. Des.* 2010, v. 240, p. 776–782.
7. Расширенный отчет по первому этапу гранта 10-08-0099а// Файл 10-08-00999\_2010.pfd системы ГРАНТ-ЭКСПРЕСС, 2010.
8. Расширенный отчет по первому этапу гранта 10-08-0099а// Файл 10-08-00999\_2011.pfd системы ГРАНТ-ЭКСПРЕСС, 2011.
9. П.Л. Кириллов, В.В. Ложкин, А.М. Смирнов. Исследование границ ухудшенных режимов канала при сверхкритических давлений// Препринт ФЭИ-2988, Обнинск, 2003. – 20 с.
10. Анкудинов В.Б. Экспериментальное исследование сопротивления и теплообмена при турбулентном течении в трубах жидкости сверхкритических параметров// Диссертация на соискание ученой степени канд.техн.наук, Москва, 1982, 225 с.
11. Кириллов П.Л., Опанасенко А.Н., Пометько Р.С., Шелегов А.С. Экспериментальное исследование теплообмена на пучке стержней при сверхкритических параметрах фреона-12// Препринт. Обнинск, ФЭИ-3075, 2006. - 24 с.
12. В.Н. Попов. К расчету процессов теплообмена и турбулентного течения сжимаемой жидкости в круглой трубе // ТВТ. 1977. Т.15. № 6. С. 1220–1229.
13. В.И. Артемов, Ю.С. Левитан, О.А. Синкевич. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме// Монография - Из-во МЭИ, Москва, 1994. - 412 с.
14. В.Е. Launder. О расчете конвективного теплообмена в сложных турбулентных течениях// Современное машиностроение, серия А, 1989, № 9, с. 69-89.
15. R. H. Diaz. Critical evaluation and development of one-equation near-wall turbulence models// Dissertation Doctor of Philosophy, University of Maryland, College Park, 2003.
16. В.М. Иевлев. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред//М.: Наука, 1975. – 256 с.
17. J. Laufer. The structure of turbulence in fully developed pipe flow// Report NASA, 1953, TN2954.
18. Аmano, Дженсен, Гозл. Численное и экспериментальное исследование турбулентного теплообмена ниже по потоку от места внезапного расширения трубы// Теплопередача, 1983, т. 105, № 4, с. 179-187.
19. Y.Tyan, T.G. Karayiannis. Low turbulence natural convection in an air filled square cavity. Part I: the thermal and fluid flow fields// *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, v. 43, p. 849–866.
20. D. Agonafer, Gan-Li and D. B. Spalding, “The LEVEL Turbulence Model for Conjugate Heat Transfer at Low Reynolds Numbers,” *Application of CAE/CAD Electronic Systems*, EEP ASME vol. 18, 1996.
21. Е.П. Валуева, Е.Н. Кулагин. Теплообмен при турбулентном течении в трубах жидкости в области сверхкритических давлений// Труды РНКТ5. Секция 1. Вынужденная конвекция однофазной жидкости, 2010, т. 2, с. 65-69.