

ООО «3к-эксперт»

ФГБУН Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения РАН
ФГБУН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН

«СИГМА ПБ» 4.00

(«Sigma Fire Safety» 4.00)

Программа по расчету
распространения опасных факторов пожара полевой моделью,
эвакуации - индивидуально-поточной моделью,
вероятности эвакуации,
расчетной величины пожарного риска

ТЕХНИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО

3ksigma.ru

Красноярск 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Нормативные ссылки.....	4
Определения	5
Обозначения и сокращения.....	6
АННОТАЦИЯ	7
1. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОЖАРА	8
1.1. Пожар как физический процесс и его математическое представление.....	8
1.2. Полевая модель развития пожара: основные особенности.....	9
1.3. Краткий обзор программных комплексов, реализующих полевую модель.....	12
1.4. Математическое описание полевой модели развития пожара, реализованной в ПО «Сигма ПБ»	14
1.4.1 Математическая модель процессов переноса.....	14
1.4.2 Моделирование турбулентности	17
1.5. Численная реализация полевой модели развития пожара, реализованной в ПО «Сигма ПБ»	20
1.5.1. Дискретизация расчетной области	20
1.5.2. Аппроксимация диффузионного потока.....	22
1.5.3. Схемы аппроксимации конвективного потока.	29
1.5.3 Граничные условия.....	34
1.5.3 Методы решения линейных алгебраических уравнений.....	36
1.5.4 Радиационный теплообмен (перенос энергии).....	36
1.5.5 Горение газового топлива.....	38
1.5.6 Фронт пожара.....	40
1.5.7 Оптическая плотность дыма (определение параметра потери видимости.....	41
1.5.8 Многопоточные вычисления	46
2 АНАЛИЗ СОГЛАСОВАННОСТИ РЕАЛИЗОВАННОЙ ПРОГРАММНО CFD МОДЕЛИ С ЭМПИРИЧЕСКИМИ ДАННЫМИ.....	50

2.1. Состав тестов	50
2.2. Тест 1: турбулентная свободная конвекция в каверне	51
2.3. Тест 2: моделирование пожара в открытом помещении с навесом	60
2.4. Тест 3: испытательный зал с наклонным потолком	63
2.5. Тест 4: моделирование развития пожара в комнате.	72
2.6. Тест 5: газофазное реагирование метана.	76
2.7. Тест 6: идеализированная печь	90
2.8. Тест 7: замкнутая прямоугольная область, заполненная излучающим газом ...	93
2.9. Тест 8: моделирование турбулентной двухфазной ограниченной струи	97
2.10. Тест 9: двухфазное течение в горизонтальной трубе с учетом гравитации (сравнение различных моделей).....	106
Заключение.....	107
4. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	108

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ

В настоящем руководстве использованы ссылки на следующие стандарты.

ФЗ «Технический регламент о требованиях пожарной безопасности» от 22 июля 2008 г. № 123.

МЕТОДИКА определения расчетных величин пожарного риска в зданиях, сооружениях и строениях различных классов функциональной пожарной опасности (Приказ МЧС № 382 от 30.06.2009 с учетом поправок, утвержденных Приказом МЧС № 749 от 12.12.2011, Приказом МЧС № 632 от 02.12.2015).

ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящем руководстве применены следующие термины с соответствующими определениями.

Опасный фактор пожара – фактор пожара, воздействие которого приводит к травме, отравлению или гибели человека, а также к материальному ущербу.

Очаг пожара – место первоначального возникновения пожара.

Пожар – явление, приводящее к образованию опасных факторов пожара.

Пожарная нагрузка – количество теплоты, отнесенное к единице поверхности пола, которое может выделяться в помещении или здании при пожаре.

Помещение объекта – комната (кабинет) и коридор (часть коридора), в которых могут находиться люди или через которые проходит эвакуация людей.

Развитие пожара – увеличение зоны горения и/или вероятности воздействия опасных факторов пожара.

Сценарий пожара – система принимаемых при расчете допущений о месте возникновения пожара и характере его развития. Сценарий пожара формулируется на основе данных об объемно-планировочных решениях, размещении горючей нагрузки на объекте, размещении людей, материальных ценностей и т.д.

Сценарий эвакуации – система принимаемых при расчете допущений о расположении людей, их физических и эмоциональных состояниях, действий при пожаре, состоянии эвакуационных выходов, расположении мебели. Сценарий эвакуации формулируется на основе данных о функциональном назначении объекта, режиме дня объекта, текущих или предполагаемых условий эксплуатации объекта, условий информированности людей об инфраструктуре, знаний правил ПБ.

Эвакуация людей при пожаре – вынужденный процесс движения людей из зоны, где имеется возможность воздействия на них опасных факторов пожара.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ПБ	Пожарная безопасность
ГМ	Горючий материал
ЛК	Лестничная клетка
ОП	Очаг пожара
ОФП	Опасный(е) фактор(ы) пожара
ПН	Пожарная нагрузка
ПДЗ	Предельно допустимые значения
ЧС	Чрезвычайная ситуация.
УРТ	Уравнение радиационного теплопереноса
КОМ	Конечно-объемный метод

АННОТАЦИЯ

Данный документ содержит описание моделей и численных алгоритмов, реализованных в российском программном обеспечении «Сигма ПБ», предназначенном для моделирования развития пожара и эвакуации.

Так же представлены результаты тестирования ПО.

Компьютерная программа «СИГМА ПБ» состоит из следующих компонент:

- построитель трехмерного каркаса здания, расчетных областей для моделирования развития пожара и эвакуации;
- редактор сценариев пожара;
- редактор сценариев эвакуации;
- модуль, реализующий расчет развития пожара полевой моделью;
- модуль, реализующий расчет эвакуации людей индивидуально-поточной моделью;
- модуль 3D-визуализации, временного и пространственного анализа эвакуации и распространения пожара, определения времен эвакуации и блокирования путей эвакуации, вероятности эвакуации;
- модуль определения расчетной величины пожарного риска.

Для моделирования пожара используется полевая (Computational fluid dynamics - CFD) модель развития пожара. Для моделирования эвакуации – индивидуально-поточная модель.

В документе описываются особенности полевой модели развития пожара. Дается краткий обзор конкурентных продуктов с точки зрения математической и численной реализации полевой модели. Излагаются математическая и численная модели, реализованные с ПО «Сигма ПБ». Приводятся результаты валидации программной реализации.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОЖАРА

1.1. Пожар как физический процесс и его математическое представление

Пожар – процесс, характеризующийся социальным и/или экономическим ущербом в результате воздействия на людей и/или материальные ценности факторов термического разложения и/или горения, развивающийся вне специального очага, а также применяемых огнетушащих веществ. Пожар характеризуется сложными физико-химическими процессами, таким как: интенсивный радиационный теплообмен, горение твердого, жидкого и газообразного топлива, пиролиз, образование и распространение частиц сажи, сопряженный теплообмен [30].

Схематически процессы, протекающие при пожаре, представлены на Рисунок 1.1.

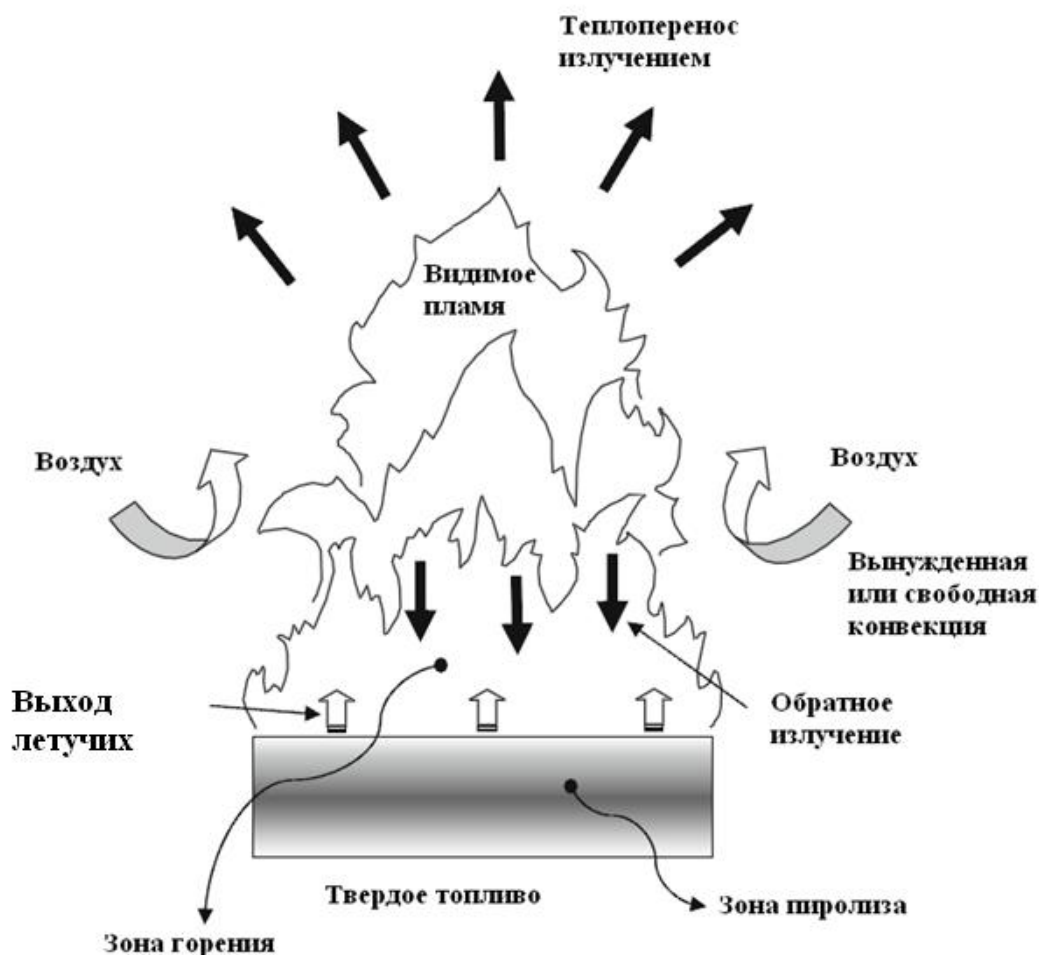


Рисунок 1.1 - Схема процесса горения твердого топлива

15 Математическая модель пожара описывает изменение параметров состояния среды в помещении в течение времени, а также изменение параметров состояния ограждающих конструкций помещения и различных элементов технологического оборудования. На основе математических моделей пожара строятся современные научные методы прогнозирования распространения ОФП.

20 Основные уравнения, из которых состоит математическая модель пожара, вытекают из фундаментальных законов природы - первого закона термодинамики, закона сохранения массы и закона сохранения импульса. Эти уравнения отражают и увязывают всю совокупность взаимосвязанных и взаимообусловленных процессов, присущих пожару, таких, как тепловыделение в результате горения, дымовыделение
25 в пламенной зоне, изменение оптических свойств газовой среды, выделение и распространение токсичных газов, газообмен помещения с окружающей средой и со смежными помещениями, теплообмен и нагревание ограждающих конструкций, снижение концентрации кислорода.

30 **1.2. Полевая модель развития пожара: основные особенности**

Полевой метод моделирования (CFD) развития пожара [9] не накладывает ограничений на геометрические характеристики объекта, позволяет проводить наиболее детальный анализ протекания пожара, поэтому является универсальным инструментом компьютерного моделирования. Основу полевой модели составляет
35 система уравнений в частных производных [34], [41, 42]: уравнение неразрывности, уравнение сохранения количества движения (Навье-Стокса), уравнение сохранения энергии, описывающих пространственно-временное распределение температур и скоростей газовой среды в помещении, концентраций компонентов этой среды (кислород, оксид и диоксид углерода и т.д.), давлений и плотностей. В более общем
40 случае к этой системе уравнений добавляется дифференциальное уравнение теплопроводности, описывающее процесс нагревания ограждающих конструкций. Таким образом, для любого момента развития пожара во всей расчетной области

искомыми в модели являются поля плотности, давления, температуры, скорости, концентраций газов, оптической плотности дыма (натуральный показатель
45 ослабления света в дисперсной среде). В силу существенного роста производительности вычислительной техники полевое моделирование стало доступным для массового использования в прикладных задачах, в том числе в расчетах пожарного риска.

Полевая модель развития пожара в общем случае позволяет рассчитывать
50 пространственные нестационарные турбулентные течения, процессы смешения и диффузии неоднородных газовых смесей, химические реакции в потоке, горение газообразных, жидких и твердых веществ, конвективный, радиационный теплообмен и процессы теплопроводности, движение дисперсной фазы (частиц дыма) в потоке газа. Основные отличия между различными реализациями полевой
55 модели развития пожара заключаются в выборе математических моделей физических процессов, протекающих при пожаре.

На использование моделей, описывающих пространственные нестационарные турбулентные течения [14], в задачах моделирования развития пожара накладываются ограничения, связанные с большими объемами расчетной области
60 (характерный масштаб от десятков до сотен метров) и длительностью пожара (десятки минут).. При такой постановке для решения практических задач целесообразно использовать URANS модели турбулентности, так как DNS, LES и DES модели требуют существенно большей дискретизации по пространству и времени (характерный размер ребра ячейки 0,005-0,05 м, шаг по времени – 0,01-
65 0,2 с).

Основные проблемы при моделировании пожаров связаны с моделями процессов описывающих распространение пламени и образование сажи. В первую очередь эти проблемы проистекают из огромного разнообразия пожарной нагрузки (горючих материалов), для моделирования горения которых требуются
70 экспериментальные данные. Причем, как правило, пожарная нагрузка состоит из множества горючих материалов сложным образом распределенных в пространстве.

Наибольшую трудность представляет собой решение задачи горения твердых горючих материалов. Выделим два основных подхода к моделированию очага пожара: 1) горючий материал является частью расчетной области; 2) используются эмпирические модели.

В первом случае, когда горючий материал является частью расчетной области, решаются уравнения, описывающие процессы, протекающие при горении: пиролиз (для твердых топлив), испарение (для жидких топлив), горение летучих газов, образование сажи. Используя данный подход, можно достаточно хорошо описывать распространение пожара, однако, такие модели разработаны для ограниченного списка материалов и достаточно трудоемки.

Во втором случае, когда используются эмпирические модели, для описания распространения пожара задаются: линейная скорость распространения фронта пламени, скорость выделения продуктов горения и мощность источника тепла. Как правило, при выгорании пожарной нагрузки принимается, что выделяется эквивалентный горючий газ, при полном сгорании которого выделяются требуемое количество тепла и продуктов горения.

Кроме эффективного газа при выгорании пожарной нагрузки образуются частички сажи, количество которых определяется по эмпирическим данным при измерении оптической плотности дыма. Дальнейшее распространение дыма можно рассчитывать, моделируя движение частиц сажи на основе подходов Лагранжа или Эйлера [11, 12, 36], а можно использовать упрощенный подход, предполагающий отказ от прямого моделирования движения частиц сажи. Вместо этого рассматривается распространение поля оптической плотности дыма, как пассивной газовой компоненты. Достоинствами этого подхода являются малые требования к вычислительным ресурсам, большее количество данных по выделению оптической плотности и простота получения этих данных из эксперимента. Однако в этом случае частицы считаются безмассовыми.

При пожаре доминирующим способом переноса энергии является радиационный теплоперенос при температурах более 400°C , то есть радиационный теплоперенос играет важную роль в области видимости очага пожара. Задачу его

моделирования можно разделить на две составляющие: выбор метода решения уравнения радиационного теплопереноса (УРТ) и учет спектральных свойств среды. В существующих сегодня наиболее распространенных программных комплексах, основанных на решении уравнений вычислительной гидродинамики, используются множество методов решения УРТ: P_1 приближение, дискретно-ординатный, конечно-объемный, потоковый, лучевой и дискретных направлений. В области моделирования пожаров все большее распространение получает конечно-объемный метод, который позволяет корректно описывать радиационный теплоперенос при приемлемых требованиях к вычислительным ресурсам.

1.3. Краткий обзор программных комплексов, реализующих полевою модель

На сегодняшний день существует множество зарубежных программ способных моделировать развитие пожара полевыми методами. Все эти программы можно разделить на две группы: универсальные и специализированные пакеты.

Универсальные пакеты – это в первую очередь STAR-CD/CCM+, ANSYS, которые предназначены для расчета большого класса задач. Основным недостатком в коммерческих пакетах является отсутствие при решении задачи радиационного теплопереноса даже простых встроенных спектральных моделей коэффициента поглощения. Фактически используется только модель «серого» газа на основе WSGG модели. Использование спектральных моделей для данных программ возможно, но описывать их необходимо пользователю. Кроме этого подобные программы достаточно дороги, сложны в освоении и их интерфейс не адаптирован под решение пожарных проблем.

Специализированные программы – это, в первую очередь, SMARTFIRE, FDS, FIREFOAM. Эти программы специализируются на расчете пожаров. SMARTFIRE является коммерческой программой, FDS и FIREFOAM свободно распространяемыми.

В настоящий момент наиболее известной программой, реализующей полевою модель развития пожара в зданиях, является бесплатная программа «FDS» [18]

(NIST, США). «FDS» является расчетным ядром, а для ввода-вывода могут использоваться сторонние платные программы (например, «PyroSim», «Феникс» и др.). В «FDS» реализованы как обобщенные так и достаточно детальные модели физических и химических процессов горения (это позволяет, в том числе, моделировать пожаротушение). Однако полноценное и корректное использование детальных моделей требует высокой квалификации пользователя и информации о значениях параметров математических моделей протекающих процессов (термическое разложение горючего, дымообразование и т.д.) при горении конкретных материалов. А такая информация в открытом доступе имеется только для очень ограниченного набора материалов. FDS обладает продвинутыми моделями расчета коэффициента поглощения, основанными на узкополосной модели RadCal.

Для моделирования турбулентности в «FDS» используется LES (Large Eddy Simulation) модель Смагоринского для описания движения в ядре потока, вблизи границ расчетной области используются специальные законы стенки. В «SmartFire» и «FireFoam» реализована URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes) модель турбулентности. LES модели, по сравнению с URANS, требуют на несколько порядков больше вычислительных затрат, поскольку LES модель чувствительна к пространственной дискретизации, вследствие зависимости модельной подсеточной вязкости от размера ячейки. В «FDS» LES модель используется только для расчета течения в ядре потока, что позволяет значительно снизить требования к пространственно-временной дискретизации, но они все равно остаются заметно выше, чем для URANS моделей. Также отметим, в LES моделях рассчитываются не осредненные характеристики потока, как в URANS моделях, поэтому решение носит пульсирующий характер. Для получения «гладкого» решения необходимо проводить дополнительно осреднение с большим шагом по времени.

1.4. Математическое описание полевой модели развития пожара, реализованной в ПО «Сигма ПБ»

1.4.1 Математическая модель процессов переноса

Уравнения сохранения массы и сохранения количества движения.

165 Модель основана на решении уравнений вычислительной гидродинамики: сохранения массы, количества движения, энергии, переноса концентрации компонент [26].

Уравнение сохранения массы или уравнение неразрывности имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

Уравнение сохранения количества движения (уравнения Навье-Стокса):

$$170 \quad \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\boldsymbol{\tau}) + \mathbf{F}, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\tau}$ тензор вязких напряжений, \mathbf{F} – вектор объемных сил;

Составляющие тензора вязких напряжений τ_{ij} определяются как:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$$

где μ – динамическая (молекулярная) вязкость, u_i – компоненты вектора скорости.

175

Уравнение энергии.

Уравнение сохранения энергии рассматривается в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} h) = \nabla(\lambda \nabla T) + S_h, \quad (3)$$

180 где λ – коэффициент теплопроводности, S_h – источниковый член, отвечающий за приток (отток) энергии в процессе химического реагирования, излучения, или каких-либо других процессах.

Энтальпия многокомпонентной среды определяется по правилу смеси:

$$h = \sum_{m=1}^N h_m(T) Y_m$$

где энтальпия компонент $h_m(T)$ вычисляется как:

185

$$h_m(T) = \int_{T_0}^T C_p^m(T) dT$$

Удельная теплоемкость компонент задается в виде полинома 4-ой степени от температуры:

$$C_p(T) = Z_2 + \sum_{m=2}^5 Z_{m+1} T^{m-1}$$

190

Температура смеси T каждой точке рассчитывается по вычисленному из уравнения (3) значению энтальпии h и составу смеси Y_m .

Уравнение переноса компонент среды

Уравнение переноса концентрации компонент определяется формулой:

195

$$\frac{\partial \rho Y_m}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} Y_m) = \nabla(\rho D_m \nabla Y_m) + S_{Ym} \quad m = 1..N \quad (4)$$

где Y_m – массовая доля m -той компоненты, D_m – коэффициент диффузии компонента m , S_{Ym} – источниковый член, отвечающий за изменение компоненты в процессах химического реагирования или в каких-либо других процессах.

200

Термодинамические свойства среды

Уравнения состояния.

Несжимаемая жидкость:

$$\rho = \rho_0$$

где ρ_0 – константа.

205

Модель термического расширения:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta(T - T_0)}$$

где β – коэффициент термического расширения, T_0 – опорная температура, ρ_0 – опорная плотность.

В качестве уравнения состояния используется модель идеального газа:

$$\rho = \frac{PM}{RT}, \quad (5)$$

где P – статическое давление, M – молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, T – температура газа.

Свойства смеси.

Свойства смеси определяются через массовые доли ее компонент Y_m .

Теплопроводность смеси:

$$\lambda = \sum_{m=1}^N Y_m \lambda_m$$

Плотность смеси:

$$\rho = \frac{1}{\sum_{m=1}^N \frac{Y_m}{\rho_m}}$$

Удельная теплоемкость смеси:

$$C_P = \sum_{m=1}^N Y_m C_{Pm}$$

Энтальпия смеси:

$$h = \sum_{m=1}^N Y_m h_m$$

Динамическая вязкость смеси:

$$\mu = \sum_{m=1}^N Y_m \mu_m$$

Молярная масса смеси:

$$M = \frac{1}{\sum_{m=1}^N \frac{Y_m}{M_m}}$$

1.4.2 Моделирование турбулентности

Течение газа при пожаре практически всегда турбулентное. Считается, что при
230 помощи уравнения Навье-Стокса (2) можно описать как ламинарное, так и
турбулентное течение, практически же реальные достижения в расчетах
турбулентных потоков связаны с использованием полуэмпирических моделей
турбулентности использующих подход Рейнольдса (URANS модели) [4, 24, 25].

Применим операцию осреднения по времени к уравнениям (1) и (2) получим
235 уравнения движения в форме Рейнольдса (RANS).

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla (\boldsymbol{\tau} - \overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}) + \mathbf{F}$$

где \mathbf{v} – усредненное по времени поле скоростей, $-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}$ – тензор рейнольдсовых
напряжений, δ_{ij} – символ Кронекера.

Для определения компонент тензора рейнольдсовых напряжений используем
240 гипотезу Буссинеска

$$-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (6)$$

где μ_t – турбулентная вязкость, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций.

Система уравнений (1) – (6) является не замкнутой, поэтому для ее замыкания
применена полуэмпирическая **M-SST модель турбулентности** (модель Ментера).

245 Модель Ментера записывается путем суперпозиции моделей k - ε и k - ω ,
основанной на том, что модели типа k - ε лучше описывают свойства свободных
сдвиговых течений, модели k - ω имеют преимущество при моделировании
пристеночных течений [17]. Плавный переход от k - ω модели в пристеночной
области к k - ε модели вдали от твердых стенок обеспечивается введением весовой
250 эмпирической функцией F_l .

Вторая важная деталь модели состоит в изменении стандартной связи между k ,
 ω и турбулентной вязкостью. Модификация этой связи состоит во введении
перехода к формуле Бредшоу в пристеночной области. Согласно предположению

Бредшоу напряжение сдвига в пограничном слое пропорционально энергии
 255 турбулентных пульсаций [24].

Основные транспортные уравнения для k и ω M-SST модели:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot k) = \nabla((\mu + \sigma_k \mu_t) \cdot \nabla k) + \tilde{P} - \beta^* \rho \omega k \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \omega) = \nabla((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \cdot \nabla \omega) + \gamma \rho \frac{P}{\mu_t} - \beta \rho \omega^2 + (1 - F_1) \cdot (2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega) \quad (7)$$

В члене генерации турбулентной энергии введен ограничитель:

$$260 \quad P = \tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \tilde{P} = \min(P, 20 \cdot \beta^* \rho \omega k)$$

Весовая функция и ее аргумент

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4)$$

$$\arg_1 = \min(\max(\frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega y^2}); \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2}),$$

где положительная часть перекрестных диффузионных членов в уравнении переноса
 ω .

$$265 \quad CD_{k\omega} = \max(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega; 10^{-10}).$$

Выражения для вихревой вязкости с учетом гипотезы Бредшоу:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega; F_2 \Omega)},$$

где величина завихренности

$$270 \quad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}.$$

Функция переключения F_2 определяется подобно F_1 :

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2)$$

$$\arg_2 = \max(2 \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega y^2}).$$

Константы в уравнениях переноса записываются путем суперпозиции констант
 для модели k - ω модели (Wilcox) и констант стандартной k - ε модели:

$$275 \quad \phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad \phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \gamma, \beta\}$$

Набор констант для пристеночного слоя SST модели:

$$\sigma_{k1} = 0.85 \quad \sigma_{\omega1} = 0.5 \quad \beta_1 = 0.075 \quad \gamma = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega1} K^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

Набор констант для свободных сдвиговых слоев:

$$\sigma_{k2} = 1.0 \quad \sigma_{\omega2} = 0.856 \quad \beta_2 = 0.0828 \quad \gamma = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega2} K^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

280 Другие константы, используемые в модели: $\beta^* = 0.09$, $k = 0.41$, $a_1 = 0.31$.

Метод пристеночных функций. Вблизи стенок турбулентный поток имеет сложную структуру со значительными градиентами. Во внутренней области, занимающей порядка 20% толщины пограничного слоя, генерируется около 80% всей энергии турбулентности. Для моделирования пристеночных течений часто
285 применяется метод пристеночных функций, который позволяет экономить вычислительные ресурсы и учитывать влияния различных факторов (шероховатости стенки, градиента давления вблизи стенки, вдув-отсос с поверхности тела) за счет введения эмпирической информации. Метод пристеночных функций, связывающий параметры течения с расстоянием до стенки, представляет собой аналитическое
290 решение упрощенных решений турбулентного течения.

В основе упрощения лежат следующие предположения:

- 1) локальное равновесие энергии турбулентных пульсаций (локальная скорость производства турбулентности уравнивается скоростью вязкой диссипации);
- 2) постоянство касательного напряжения вдоль слоя;
- 295 3) пренебрежимо малый градиент давления вдоль потока;
- 4) локальная изотропность диссипирующих вихрей;
- 5) универсальность профиля скорости (слабая зависимость от числа Рейнольдса).

Следует отметить, что этот метод является в основном эмпирическим. Метод
300 пристеночных функций, основанный на обобщении экспериментальных данных для развитых турбулентных течений, достаточно хорошо описывает пристеночные течения при значительных турбулентных числах Рейнольдса с пренебрежимо малой областью вязкого слоя. В случае не выполнения гипотез, лежащих в основе

пристеночных функций, требуется модификация соотношений метода или
305 использование низкорейнольдсовых диссипативных моделей.

1.5. Численная реализация полевой модели развития пожара, реализованной в ПО «Сигма ПБ»

1.5.1. Дискретизация расчетной области

310 Для решения описанных уравнений используется метод контрольного объема
[40]. Суть этого метода заключается в разбиении расчетной области на контрольные
объемы и интегрировании исходных уравнений сохранения по каждому
контрольному объему для получения конечно разностных соотношении (Рисунок
1.2). В данном подходе расчетная область разбита на непересекающиеся выпуклые
315 объемные многогранники – контрольные объемы (КО) или ячейки:

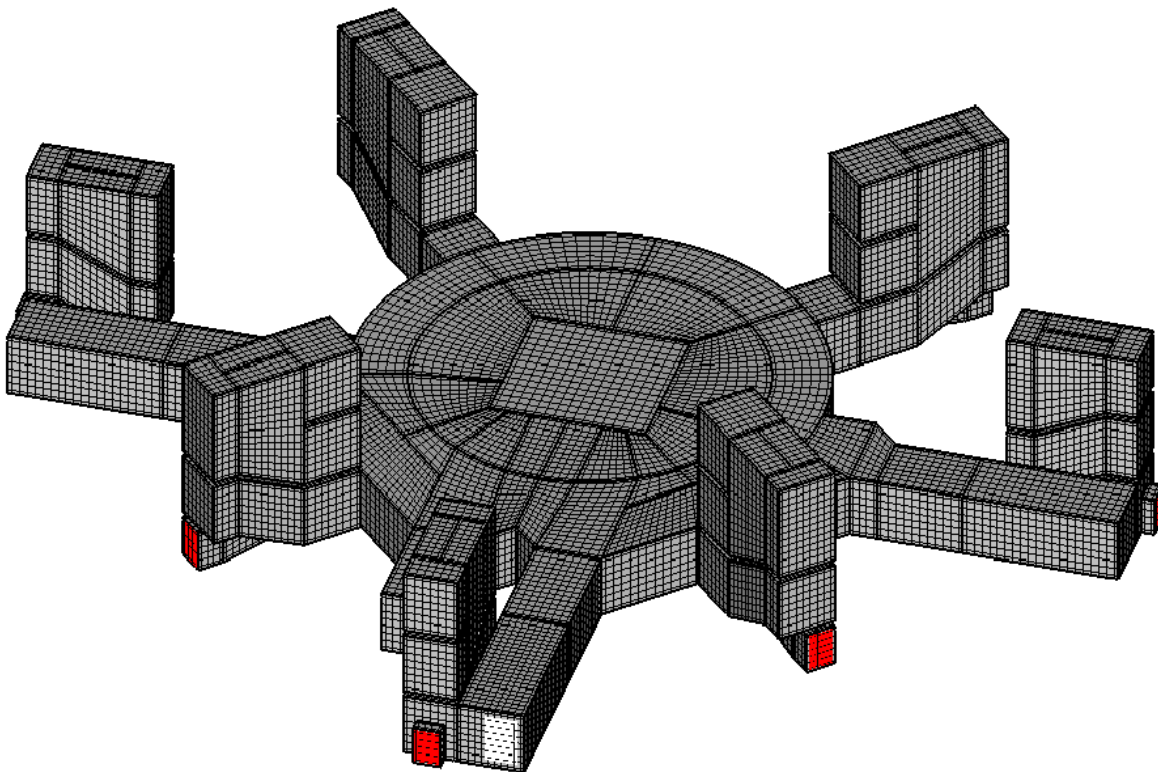
$$\Omega_h = \cup \Omega_P \quad \Omega_P, P = 1, \dots, N_{CELLS}.$$

Ограниченная поверхность контакта соседних контрольных объемов является
внутренней гранью контрольных объемов. На рисунке 2.6.2б внутренняя грань f
принадлежит (соединяет) двум соседним контрольным объемам P и S . Поверхность
320 контрольного объема, лежащая на границе расчетной области, принадлежит только
одному КО и называется граничной (поверхностной) гранью контрольного объема.

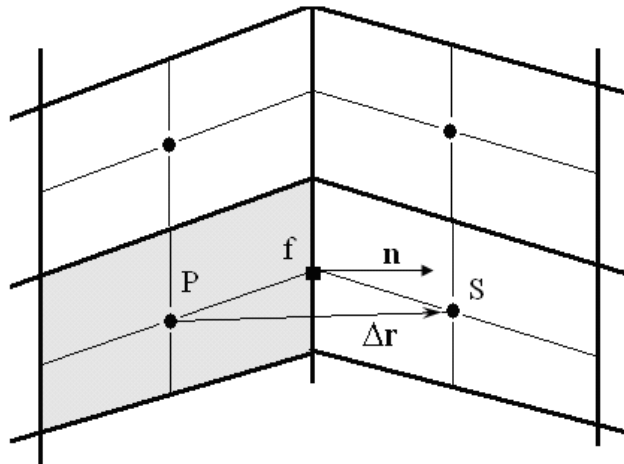
В расчетном алгоритме применяется подход стыковки отдельных сеток с
различной плотностью расчетных узлов вдоль выделенной поверхности раздела, при
этом сетки не пересекаются. В этом случае граничный контрольный объем может
325 соприкасаться с несколькими контрольными объемами из соседнего блока.
Соответственно граничная грань ячейки разбивается на несколько подобластей. Для
каждой области пересечения строится полный поток. Рассчитанные потоки
разбиваются на явную и неявную части и заносятся в правую часть и матрицу
коэффициентов системы уравнений соответственно. Использование значения
330 величины из соседнего блока с предыдущей итерации для вычисления потока через
общую грань несколько снижает скорость сходимости по сравнению с одноблочной
технологией. Но многоблочная технология позволяет существенно снизить

вычислительные затраты для построения сетки и проведения расчетов тепловых и гидродинамических процессов в многосвязных областях сложной геометрии.

335



а)



б)

340

Рисунок 1.2 - Построение расчетной области на основе метода контрольного объема: а) расчетная область, залитая сеткой; б) схема вычисления потоков через грань контрольного объема

Любое дифференциальное уравнение сохранения можно представить в виде
 345 обобщенного уравнения для соответствующей переменной Φ :

$$\left(2 \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \Phi) = \nabla \cdot (\Gamma_{\Phi} \nabla \Phi) + S_{\Phi} \right. \quad (7)$$

Задавая надлежащим образом Φ , Γ_{Φ} и источник S_{Φ} , можно получить любое из упомянутых выше дифференциальных уравнений.

Запись уравнений в обобщенном виде удобна в том отношении, что какой-
 350 либо разработанный метод решения для этого уравнения может быть применен для многих уравнений подобной структуры, но различного физического наполнения.

1.5.2. Аппроксимация диффузионного потока.

Аппроксимация диффузионной части суммарного потока I производится при помощи центрально разностной схемы второго порядка точности.

$$A_R \Gamma_R \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_R = A_R \Gamma_R \left(\frac{\Phi_{i+1,j,k} - \Phi_{i,j,k}}{\Delta x} \right) \quad (8)$$

Значения искомой функции Φ на гранях контрольного объема определяются по известным ее значениям в узлах сетки путем интерполяции величины Φ между узлами расчетной сетки. Способ интерполяции является разностной схемой. В рамках модели используются следующие разностные схемы: гибридная схема,
 360 сочетающая противопоточную и центрально-разностную схемы, квадратичная противопоточная интерполяция (QUICK), предложенная Леонардом, и TVD-схема (Total Variation Diminishing) UMIST.

Дискретизация по времени осуществляется неявным способом одной из двух представленных схем аппроксимации временной производной.

365 Неявная схема Эйлера первого порядка:

$$\frac{(\rho\Phi)_P^{n+1} - (\rho\Phi)_P^n}{\tau} + L^h(\Phi)^{n+1} = 0 \quad (9)$$

Неявная схема Пейре второго порядка:

$$\frac{3 \cdot (\rho\Phi)_P^{n+1} - 4 \cdot (\rho\Phi)_P^n + (\rho\Phi)_P^{n-1}}{2\tau} + L^h(\Phi)^{n+1} = 0, \quad (10)$$

где τ - шаг по времени, $L^h(\Phi)$ -разностный оператор полученный после дискретизации
уравнения (7) по пространству.

При решении уравнений Навье-Стокса в естественных переменных для несжимаемой жидкости возникают трудности в связи со сложностью интерпретации взаимодействия давления и составляющих скорости. Патанкар и Сполдинг разработали подход с расщеплением исходной задачи – SIMPLE процедуру, которая позволяет разрешить эту проблему. Согласно этой процедуре из дискретных аналогов уравнений количества движения и неразрывности выводится уравнение для поправки давления. Используя решение уравнения для поправки давления, производится коррекция поля скорости и давления. На практике используется модификация описанного выше алгоритма - SIMPLER-процедура, применение которой приводит к значительному повышению эффективности расчетов.

Рассмотрим алгоритм расщепления для нестационарных уравнений Навье-Стокса (1)-(2).

Рассматриваются течения с сильной связью полей давления и плотности. Количественно эту связь описывает параметр:

$$C_p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$$

К течениям с взаимосвязью давления и плотности относятся сжимаемые течения газа, с параметром «сжимаемости»:

$$C_p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T = \frac{1}{RT},$$

и кавитационные течения жидкости. Часто для кавитационных течения принимается пропорциональность параметра связи давление-плотность объемной доли паровой фазы:

$$C_p = C\alpha_v.$$

Вывод алгоритма расщепления

В уравнении импульса выделим нестационарный член и градиент давления, остальные слагаемые (конвекция, тензор напряжений и объемная сила) объединим в оператор L :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + L(\mathbf{v}) = -\nabla p.$$

Запишем уравнение переноса импульса для промежуточной скорости с давлением с предыдущего временного слоя и уравнение переноса импульса, связывающее скорость и давление на текущем временном слое:

$$\begin{aligned} \frac{\rho(\mathbf{v}^* - \mathbf{v}^n)}{\tau} + L(\mathbf{v}^n) \mathbf{v}^* &= -\nabla p^n \\ \frac{\rho(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^n)}{\tau} + L(\mathbf{v}^n) \mathbf{v}^{n+1} &= -\nabla p^{n+1} \end{aligned}$$

Здесь временная производная аппроксимирована с первым порядком точности. Вычитая из второго уравнения первое

$$\frac{\rho(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*)}{\tau} + L(\mathbf{v}^n)(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*) = -\nabla(p^{n+1} - p^n)$$

и пренебрегая слагаемым

$$L(\mathbf{v}^n)(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*),$$

(итерационный учет этого члена можно организовать методом PISO)

получаем уравнение коррекции скорости

$$\frac{\rho(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*)}{\tau} = -\nabla(p')$$

на основе поправки давления

$$p' = p^{n+1} - p^n.$$

Действуем оператором дивергенции на уравнение коррекции скорости:

$$\nabla(\rho^{n+1}(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*)) = -\nabla(\tau \nabla p')$$

и, используя аппроксимацию уравнения неразрывности (1), записанного для $n+1$ -го временного слоя

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\tau} + \nabla(\rho^{n+1} \mathbf{v}^{n+1}) = 0,$$

получаем уравнение поправки давления:

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\tau} + \nabla(\rho^{n+1} \mathbf{v}^*) = \nabla(\tau \nabla p').$$

С использованием поправки плотности, введенное аналогично поправки давления

$$\rho^{n+1} = \rho^n + \rho'$$

уравнение для поправки давления можно записать в виде: $\nabla(\tau \nabla p') = \frac{\rho'}{\tau} + \nabla((\rho + \rho') \mathbf{v}^*)$,

$$\nabla(\tau \nabla p') = \frac{\rho'}{\tau} + \nabla(\rho' \mathbf{v}^*) + \nabla(\rho \mathbf{v}^*).$$

Учет взаимосвязи полей давления и плотности

425

$$\rho' = C_p p' \quad C_p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$$

приводит к модификации уравнения для поправки давления:

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_p p'}{\tau} + \nabla(C_p p' \mathbf{v}^*) \right] = \nabla(\rho \mathbf{v}^*).$$

Процесс вычислений для описываемого одношагового безитерационного метода разбивается на 3 этапа:

430

1. Определение промежуточной скорости по давлению с предыдущего слоя

$$\frac{\rho^n (\mathbf{v}^* - \mathbf{v}^n)}{\tau} + L(\mathbf{v}^n) \mathbf{v}^* = -\nabla p^n$$

2. Вычисление давления на основе уравнения для поправки давления

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_p p'}{\tau} + \nabla(C_p p' \mathbf{v}^*) \right] = \nabla(\rho \mathbf{v}^*)$$

$$p^{n+1} = p^n + p'$$

435

3. Коррекция скорости

$$\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^* - \frac{\tau}{\rho^{n+1}} \nabla(p')$$

440

Этот процесс реализует идею расщепления по физическим параметрам: на первом этапе производится учет конвективно-диффузионного оператора L и силы давления, на втором этапе выполняется коррекция полей скорости и давления для выполнения закона сохранения массы (уравнения неразрывности).

Построенная разностная методика позволяет получать решение нестационарной задачи или же решение стационарной задачи методом установления. В том случае, если нестационарные эффекты не представляют интереса, целесообразно модифицировать численный алгоритм для уменьшения времени счета.

445 Модификация состоит в том, что τ выступает уже не в качестве постоянного временного шага, а в качестве схемного параметра, зависящего от течения в данном контрольном объеме. Выбор этого параметра осуществим на основе рассмотрения неявных итерационных схем для стационарных уравнений переноса импульса.

Запишем дискретный аналог стационарного уравнения количества движения

450
$$A_p^{\bar{u}} \mathbf{v}_p = \sum A_{sp}^{\bar{u}} \mathbf{v}_{sp} + S^{\bar{u}}$$

и применим операцию нижней релаксации:

$$\mathbf{v}_p^{k+1} = \mathbf{v}_p^k + \alpha_u (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_p^k),$$

сводящуюся к изменению разностного оператора:

$$\frac{1}{\alpha_u} A_p^{\bar{u}} \mathbf{v}_p^{k+1} = \sum A_{sp}^{\bar{u}} \mathbf{v}_{sp}^{k+1} + S^{\bar{u}} + \frac{1-\alpha_u}{\alpha_u} A_p^{\bar{u}} \mathbf{v}_p^k,$$

455 здесь \mathbf{v}^k, α_u - скорость на k -ой итерации и коэффициент нижней релаксации.

Разностная схема для нестационарного уравнения количества движения (2) имеет следующий вид:

$$\frac{\rho J}{\tau} (\mathbf{v}_p^{n+1} - \mathbf{v}_p^n) = \sum A_{sp}^{\bar{u}} \mathbf{v}_{sp}^{n+1} - A_p^{\bar{u}} \mathbf{v}_p^{n+1} + S^{\bar{u}}$$

или

460
$$\left(A_p^{\bar{u}} + \frac{\rho J}{\tau} \right) \mathbf{v}_p^{n+1} = \sum A_{sp}^{\bar{u}} \mathbf{v}_{sp}^{n+1} + S^{\bar{u}} + \frac{\rho J}{\tau} \mathbf{v}_p^n$$

Сравнение нестационарного и стационарного вариантов приводит к выражению для τ , согласованного с операцией нижней релаксации:

$$\tau = \frac{\rho J}{A_p^{\bar{u}}} \frac{\alpha_u}{1 - \alpha_u}.$$

Приведем выражения для τ , используемые в процедуре SIMPLE-C

465
$$\tau = \frac{\rho J}{\frac{A_p^{\bar{u}}}{\alpha_u} - \sum A_{sp}^{\bar{u}}}.$$

В стационарном расчете при нахождении давления на втором шаге для усиления устойчивости (но с потерей скорости сходимости) возможно введение нижней релаксации:

$$p^{k+1} = p^k + \alpha_p p'.$$

470 Для одношагового нестационарный расчета можно предложить следующее
вычисление временного:

$$\tau = \min_{p \in \Omega} \left(\frac{\rho J}{A_p^u} \frac{\alpha_u}{1 - \alpha_u} \right)$$

или, введя понятие CFL

$$CFL = \frac{\alpha_u}{1 - \alpha_u}$$

$$\tau = \min_{p \in \Omega} \left(CFL \cdot \frac{\rho J}{A_p^u} \right)$$

475

Обобщение алгоритма. Для увеличения точности и устойчивости метода
расщепления обобщим алгоритм для варианта с внутренними итерациями. Для этого
в уравнении импульса (2) заменим давление и плотность с предыдущего временного
слоя на давление и плотность с текущего временного слоя, но с предыдущей
480 итерации:

$$\frac{\rho^k \mathbf{v}^* - \rho^n \mathbf{v}^n}{\Delta t} + L(\mathbf{v}^k) \mathbf{v}^* = -\nabla p^k$$

здесь для временного шага введено обозначение Δt .

Поправка давления теперь имеет смысл коррекции давления на текущем
временном слое:

485

$$p^{k+1} = p^k + p'$$

Запишем уравнение поправки давления в виде:

$$\nabla(\tau \nabla p') = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v})$$

В данном случае τ выступает не в качестве временного шага, а в качестве
схемного параметра, выбор которого позволяет ускорить сходимость внутренних
490 итераций. Аппроксимируем временную производную и введем поправку плотности
аналогично поправки давления:

$$\rho^{k+1} = \rho^k + \rho'$$

$$\nabla(\tau \nabla p') = \frac{(\rho^k + \rho') - \rho^n}{\Delta t} + \nabla((\rho^k + \rho') \mathbf{v}^*)$$

Объединяя слагаемые коррекции и вводя связь полей плотности и давления, получаем окончательный вид уравнения для поправки давления:

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_\rho}{\Delta t} p' + \nabla(C_\rho \mathbf{v}^* p') \right] = \frac{\rho^k - \rho^n}{\Delta t} + \nabla(\rho \mathbf{v}^*)$$

Коррекция скорости выполняется как и в случае безитерационного метода:

$$\mathbf{v}^{k+1} = \mathbf{v}^* - \frac{\tau}{\rho^{k+1}} \nabla(p')$$

Сделанное обобщение позволяет использовать схемы высокого порядка для аппроксимации временных производных в уравнениях импульса и неразрывности.

Для примера запишем популярную трехслойную схему Пейре второго порядка аппроксимации:

$$\frac{(3\rho^k \mathbf{v}^* - 4\rho^n \mathbf{v}^n + \rho^{n-1} \mathbf{v}^{n-1})}{2\Delta t} + L(\mathbf{v}^k) \mathbf{v}^* = -\nabla p^k$$

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_\rho}{\Delta t} p' + \nabla(C_\rho \mathbf{v}^* p') \right] = \frac{(3\rho^k - 4\rho^n + \rho^{n-1})}{2\Delta t} + \nabla(\rho \mathbf{v}^*)$$

Итерационный процесс вычислений на каждом временном слое состоит из трех этапов:

1. Вычисление промежуточной скорости:

$$\left(\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} \right)^* + L(\mathbf{v}^k) \mathbf{v}^* = -\nabla p^k$$

2. Расчет поправки давления и определение давления

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_\rho}{\Delta t} p' + \nabla(C_\rho \mathbf{v}^* p') \right] = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^k + \nabla(\rho^k \mathbf{v}^*)$$

$$p^{k+1} = p^k + \alpha_p p'$$

В силу не строгости уравнения поправки давления, временной шаг Δt в квадратных скобках можно заменить на локальный параметр τ .

$$\nabla(\tau \nabla p') - \left[\frac{C_\rho}{\tau} p' + \nabla(C_\rho \mathbf{v}^* p') \right] = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^k + \nabla(\rho^k \mathbf{v}^*).$$

3. Коррекция скорости

$$\mathbf{v}^{k+1} = \mathbf{v}^* - \frac{\tau}{\rho^{k+1}} \nabla(p')$$

Значения на нулевой итерации выбираются равными значениям с предыдущего временного слоя:

$$\mathbf{v}^{k=0} = \mathbf{v}^n \quad p^{k=0} = p^n \quad \rho^{k=0} = \rho^n$$

520 Для анализа уравнения поправки давления введем понятие «скорости звука»

$$a^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{1}{C_\rho}$$

и числа Маха

$$Ma = \frac{u}{a} = u \cdot C_\rho^{1/2}.$$

525 Отношение диффузионного потока к конвективному составляет величину порядка:

$$\frac{\tau \nabla p'}{C_\rho u \rho'} \sim \frac{\tau/l}{C_\rho u} \sim \frac{1}{C_\rho u^2} = \frac{1}{Ma^2}$$

При течениях с малым числом Маха, т.е. дозвуковых течениях, оператор Лапласа доминирует над конвективным членом в уравнении на поправку давления (этап 3, см. выше) и мы получаем классическое уравнение Пуассона для давления:

530
$$\nabla(\tau \nabla p') = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) + \nabla(\rho \mathbf{v}^*)$$

1.5.3. Схемы аппроксимации конвективного потока.

Задача нахождения конвективной части суммарного потока I сводится к отысканию значений искомой функции Φ на гранях контрольного объема по известным значениям ее в узлах сетки. Выбор способа интерполяции величины Φ между узлами расчетной сетки определяет свойства полученной при этом разностной схемы. В пакете “SigmaFlow” реализованы следующие схемы аппроксимации.

535

Гибридная схема (Hybrid). Чтобы повысить точность UDS схемы без потери ею устойчивости, было предложено использовать гибридную схему, сочетающую противопоточную и центрально-разностную схемы, которую можно записать так:

540

$$\Phi_R = \Phi_i \quad \text{Re}_h > 2$$

$$\Phi_R = \frac{\Phi_{i+1} + \Phi_i}{2} \quad |\text{Re}_h| \leq 2 \quad (11)$$

$$\Phi_R = \Phi_{i+1} \quad \text{Re}_h < -2$$

545 где $\text{Re}_h = \frac{u_R \Delta x}{\Gamma_R}$ - сеточное число Рейнольдса.

Данная схема устойчива при любых числа Рейнольдса, в то же время при расчете сложных циркуляционных течений, когда отсутствует преобладающее направление движения жидкости, гибридная схема вызывает большие вычислительные ошибки при нахождении локальных характеристик течения.

550 При построении схем высокого порядка для повышения устойчивости в “σFlow” используется следующий широко известный подход

$$\Phi_R = \left(\Phi_R^{UDS} \right)^{k+1} + \left(\Phi_R^{HOS} - \Phi_R^{UDS} \right)^k \quad (12)$$

где Φ_R^{UDS} и Φ_R^{HOS} - величины искомой функции Φ полученные при помощи схемы UDS и какой-либо схемы более высокого порядка, k-номер итерации.

555 При этом, в качестве основной схемы берется схема (UDS), которая дополняется некоторой корректирующей добавкой, которая явно вносится в источниковый член с предыдущей итерации. Полученная таким образом схема с точки зрения сходимости почти не уступает гибридной схеме, однако существенно превосходит ее по точности. Исходя из этого, все представленные ниже схемы
560 записаны в виде, в котором явно выделена схема UDS и корректирующая добавка.

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + COR^+, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + COR^-, & \text{если } u_R < 0 \end{cases} \quad (13)$$

Линейная противопоточная схема второго порядка (SCHY). В данной схеме величина Φ_R находится при помощи линейной интерполяции по двум
565 прилегающим к грани R узлам лежащим выше по потоку.

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{\Phi_i - \Phi_{i-1}}{2}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i+2}}{2}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases} \quad (14)$$

Квадратичная противопоточная схема (QUICKM). Широко известная в CFD квадратичная противопоточная интерполяция (QUICK) предложенная Леонардом.

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{3\Phi_{i+1} - 2\Phi_i - \Phi_{i-1}}{8}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{3\Phi_i - 2\Phi_{i+1} - \Phi_{i+2}}{8}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases} \quad (15)$$

Данная схема имеет второй порядок аппроксимации и обладает высокой скоростью сходимости, чем и объясняется ее широкое применение при решении задач гидродинамики и тепломассообмена.

Ниже приведены еще несколько противопоточных схем высокого порядка.

Схема третьего порядка (Chen)

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i-1}}{4}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{\Phi_i - \Phi_{i+2}}{4}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases}$$

Схема третьего порядка (KWMR)

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{\Phi_{i+2} - \Phi_{i+1} + 2\Phi_i - 2\Phi_{i-1}}{6}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{-2\Phi_{i+2} + 2\Phi_{i+1} - \Phi_i + \Phi_{i-1}}{6}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases}$$

Схема четвертого порядка (Peric)

580

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{-\Phi_{i+2} + 9\Phi_{i+1} - 7\Phi_i - \Phi_{i-1}}{16}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{-\Phi_{i+2} - 7\Phi_{i+1} + 9\Phi_i - \Phi_{i-1}}{16}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases}$$

Схема пятого порядка (Rai)

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{-6\Phi_{i+2} + 54\Phi_{i+1} - 26\Phi_i - 26\Phi_{i-1} + 4\Phi_{i-2}}{120}, & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} + \frac{4\Phi_{i+3} - 26\Phi_{i+2} - 26\Phi_{i+1} + 54\Phi_i - 6\Phi_{i-1}}{120}, & \text{если } u_R < 0 \end{cases}$$

Противопоточные схемы высокого порядка с ограничением потока.

585 После публикации Колгана в 1972 начало интенсивно развиваться новое поколение схем аппроксимации конвективного потока, которые в последствии получили названия TVD-схемы (Total Variation Diminishing).

Несмотря на то, что TVD-схемы разрабатывались, прежде всего, для разрывных решений газовой динамики, они имеют большое будущее и в области
590 численного моделирования гладких решений задач несжимаемой жидкости. При этом основным положительным свойством этих схем является монотонность получаемого решения, которое достигается благодаря специальной методике расчета конвективных потоков через грани контрольного объема.

$$\Phi_R = \begin{cases} \Phi_i + \frac{1}{2}\Psi(r^+) \cdot (\Phi_i - \Phi_{i-1}), & \text{если } u_R > 0 \\ \Phi_{i+1} - \frac{1}{2}\Psi(r^-) \cdot (\Phi_{i+2} - \Phi_{i+1}), & \text{если } u_R < 0 \end{cases}$$

$$r^+ = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Phi_i - \Phi_{i-1}} \quad r^- = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Phi_{i+2} - \Phi_{i+1}}$$

595

(16)

где $\Psi(r)$ – функция-ограничитель, которая отвечает за свойства полученной схемы. Функция-ограничитель $\Psi(r)$ строится таким образом, чтобы давать высокий порядок аппроксимации там, где это возможно, и в тоже время гарантировать выполнение критерия ограниченности разностной схемы.

600

Таблице 1. приведены реализованные в “SigmaFlow” схемы аппроксимации с ограничением потока.

Таблица 1 – Схемы аппроксимации с ограничением потока

Схема аппроксимации	Ограничитель
MINMOD	$\Psi(r) = \max\left(0, \min\left(r, 1\right)\right)$
UMIST	$\Psi(r) = \max\left(0, \min\left(2, r\right)\right)$
SUPERBEE	$\Psi(r) = \max\left(0, \min\left(2r, 1\right), \min\left(r, 2\right)\right)$
Van Leer	$\Psi(r) = \frac{r + r }{r + 1}$
Van ALBADA	$\Psi(r) = \frac{r^2 + r}{r^2 + 1}$
W2	$\Psi(r) = \left(1 + \omega \cdot \Theta\right) \cdot \min \operatorname{mod}\left(1, r\right),$ $\Theta = \frac{\left \Phi_{i+1} - 2\Phi_i + \Phi_{i-1}\right }{\left \Phi_{i+1} - \Phi_i\right + \left \Phi_i - \Phi_{i-1}\right }, \omega = 2$
MUSCL	$\Psi(r) = \max\left(0, \min\left(2, -r + \frac{1}{2}, 2r\right)\right)$
USR-k	$\Psi(r) = \begin{cases} r + r & r \\ \frac{(8+9k)r^2 + (2-12k)r + 2+3k}{3(1+r)^2} & r \end{cases}$ $-1 \leq k \leq 1$

605

1.5.3 Граничные условия.

Условия на входе потока.

На входе используется либо фиксированное значение скорости, либо массовый расход. При этом, если задан расход, то компоненты скорости u , v , w в каждом входе
610 рассчитываются по заданному массовому расходу, углу наклона оси входного потока к осям координат и по доли потока, заданного для данного входного «окна». Например, компонента u на входе определяется следующим образом:

$$u_{in} = \frac{G \cdot \cos \alpha}{\rho A}$$

где G – массовый расход жидкости на входе, ρ – суммарная плотность, A – площадь
615 сечения входного окна, α – угол между осью ОХ и осью входного потока.

Кинетическая энергия турбулентности k и скорость диссипации турбулентности ε на входе оцениваются по соотношениям вида:

$$k_{in} = k_{in}^0 (u_{in}^2 + v_{in}^2 + w_{in}^2),$$
$$\varepsilon = \varepsilon_{in}^0 k_{in}^{3/2}.$$

где k_{in}^0 , ε_{in}^0 константы. Обычно для развитых турбулентных потоков на входе
620 уровень турбулентных пульсации составляет порядка 1%, поэтому $k_{in}^0=0,01$, а $\varepsilon_{in}^0 = C_\mu/L$, где L – характерный размер энергосодержащих вихрей.

Энтальпия на входе вычисляется по заданным температуре входа и составу газов или жидкости.

Граничные условия для Y_m задаются в виде массовых долей компонентов на
625 входе.

Условия на выходе потока.

На выходной границе при решении уравнений для u , v , w , k , ε , h , Y_m ставятся условия отсутствия градиентов (так называемые «мягкие условия»):

$$\frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial v}{\partial n} = \frac{\partial w}{\partial n} = \frac{\partial h}{\partial n} = \frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = \frac{\partial Y_m}{\partial n} = 0, \quad (17)$$

630 где n – вектор внешней нормали к расчетной области.

Условие симметрии (скольжение).

На плоскости симметрии ставятся условия равенства нулю: производной по нормали к плоскости симметрии всех скалярных величин Φ и тангенциальной составляющей скорости \mathbf{u}_{\parallel} , нормальной к плоскости составляющей скорости \mathbf{u}_{\perp} .

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{u}_{\parallel}}{\partial n} = 0, \quad \mathbf{u}_{\perp} = 0$$

где n – вектор нормали к плоскости симметрии.

Твердая стенка.

Для твердой стенки нормальную и тангенциальную компоненты скорости на стенках полагаем равными нулю, что моделирует соответственно непротекание и прилипание.

$$u_{\perp} = 0, \quad u_{\parallel} = u_{wall} \quad (18)$$

Для определения турбулентных характеристик вблизи стенки используется метод пристеночных функций.

Для массовых долей задаются условия отсутствия диффузионных потоков через стенку (конвективные потоки отсутствуют в силу (18))

$$\frac{\partial Y_m}{\partial n} = 0$$

где n – вектор нормали к стенке.

Теплоотдача на стенках.

Граничные условия для уравнения на энтальпию можно задать двумя способами:

1) задание постоянной температуры на стенке

$$T_w = T_{set};$$

2) задание теплового потока и теплоотдачи на стенке

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha \cdot (T_w - T_{\infty}) + q_{set},$$

где T_w – температура на стенке, T_{set} – заданная температура, T_∞ – температура внешней среды, q_{set} – заданный тепловой поток через стенку, α – коэффициент теплоотдачи.

1.5.3 Методы решения линейных алгебраических уравнений

660 После дискретизации исходных уравнений по времени и пространству получаем системы линейных алгебраических уравнений следующего вида:

$$\sum_f a_f \phi_s + S_\phi - \phi_P a_P = 0$$

$$aP_{i,j,k} \phi_{i,j,k} = aL_{i,j,k} \phi_{i-1,j,k} + aR_{i,j,k} \phi_{i+1,j,k} + aF_{i,j,k} \phi_{i,j-1,k} + aD_{i,j,k} \phi_{i,j+1,k} +$$

$$+ aB_{i,j,k} \phi_{i,j,k-1} + aT_{i,j,k} \phi_{i,j,k+1} + S_{\phi i,j,k}$$

Для решения систем линейных алгебраических уравнений используются
665 несколько методов: полинейный, переменных направлений, многосеточный.

1.5.4 Радиационный теплообмен (перенос энергии)

Моделирование процесса радиационного теплообмена является очень сложной и ресурсоемкой задачей. Вычислительные затраты на решение уравнения
670 переноса излучения (УПИ) (20) может существенно превосходить затраты на решение всех остальных процессов.

$$\frac{dI(\vec{r}, \hat{s})}{ds} = -\beta(\vec{r})I(\vec{r}, \hat{s}) + \kappa(\vec{r})I_b(\vec{r}) + \frac{\sigma(\vec{r})}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \hat{s}') \Phi(\hat{s}', \hat{s}) d\Omega' \quad (20)$$

Граничные условия на УПИ для случая диффузионного отражения

$$I(\vec{r}, \hat{s}) = \varepsilon(\vec{r})I_b(\vec{r}) + \frac{\rho(\vec{r})}{\pi} \int_{\hat{s}' \cdot \hat{n} < 0} I(\vec{r}, \hat{s}') |\hat{s}' \cdot \hat{n}| d\Omega' \quad (21)$$

675 Радиационный источниковый член в уравнении энергии

$$S_r = \nabla \cdot \mathbf{q} = \kappa [4\pi I_b(\vec{r}) - G(\vec{r})]$$

$$G(\vec{r}) = \int_{4\pi} I(\vec{r}, \hat{s}) d\Omega$$

680 I – интенсивность ($\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$); I_b – интенсивность абсолютно черного тела, σ – коэффициент рассеивания, м^{-1} ; κ – коэффициент поглощения, м^{-1} ; β – коэффициент затухания ($\beta = \kappa + \sigma$), м^{-1} ; Ω – телесный угол, рад; r – радиус-вектор, м; s – угловое направление, м; Φ – функция рассеивания.

Коэффициенты поглощения газа κ вычисляются на основе модели суммы серых газов (WSGG модели), коэффициенты поглощения рассчитываются через оптическую плотность дыма.

685 Для решения задач переноса излучения в разработан ряд подходов. Наиболее простой из этих методов – это P_1 приближение (диффузионный метод), который получается интегрированием уравнения переноса излучения по всему телесному углу. P_1 приближение, как правило, выполняется при сравнительно слабой анизотропии поля излучения. Основными достоинствами метода являются малые
690 требования к вычислительным ресурсам и его легкая совместимость с методами расчета аэродинамики и теплопереноса. P_1 приближение получается из уравнения (14), когда ограничиваемся первыми двумя членами разложения в ряд по сферическим функциям. Уравнение радиационного теплопереноса для P_1 приближения имеет следующий вид:

$$695 \quad \nabla \frac{1}{3\beta(\vec{r})} \nabla E(\vec{r}) - \kappa(\vec{r}) \cdot (E(\vec{r}) - E_b(\vec{r})) = 0 \quad (22)$$

Решение уравнение переноса излучения на основе P_1 приближения реализовано в программе «Сигма ПБ».

Второй подход – *метод конечных объемов* (МКО) [3]. Данный метод не имеет ограничений по применению, и его точность зависит, прежде всего, от
700 дискретизации углового пространства, однако, требует существенных вычислительных ресурсов. В МКО переход к разностному аналогу уравнения (20) происходит интегрированием уравнения по контрольному объему и угловому пространству

$$\int_{\Delta\Omega^l} \int_{\Delta V} \frac{dI^l}{ds} dV d\Omega = \int_{\Delta\Omega^l} \int_{\Delta V} \left(-\beta I^l + S^l \right) dV d\Omega \quad (23)$$

$$S^l(\vec{r}, s) = \kappa(\vec{r}) I_b(\vec{r}, s) + \frac{\sigma(\vec{r})}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, s') \Phi(s', s) d\Omega'$$

где l – l -ый контрольный телесный угол для МКО.

Разностный аналог УРТ для МКО

$$\sum_{i=nb} I_i^l A_i D_{ci}^l = (-\beta I^l + S^l) \Delta V \Delta \Omega^l \quad (24)$$

$$S^l = \kappa I_b + \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{l'=1}^L I^{l'} \Phi^{ll'} \Delta \Omega^{l'}$$

$$D_{ci}^l = \int_{\Delta \Omega^l} (s^l \cdot \hat{n}_i) d\Omega^l$$

где i – грань контрольной ячейки, а l – контрольный телесный угол.

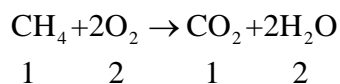
При расположении очага пожара в помещении небольших объемов целесообразно использовать диффузионное приближение, а в противном случае МКО [16].

Решение уравнение переноса излучения на основе КМО приближения реализовано в программе «SigmaFlow».

1.5.5 Горение газового топлива

Расчет горения газового топлива основан на использовании глобальных необратимых реакций между реагентами (горючими и окислителем) с образованием продуктов реакции.

$$\sum_{i=1, N_r} n_{r,i} R_i = \sum_{i=1, N_p} n_{p,i} P_i$$



Сохранение массы:

$$\sum_{i=1, N_r} n_{r,i} \mu_{r,i} - \sum_{i=1, N_p} n_{p,i} \mu_{p,i} = 0$$

изменение концентрации за счет реагирования:

$$\frac{d}{dt}(\rho f_i) + K = n_i = n_i^- + n_i^+$$

сток, (компонент является реагентом):

$$n_i^- = -\sum_r R^r (n_{r,i}, \mu_i)$$

730 источник, (компонент является продуктом реакции):

$$n_i^+ = \sum_p R^p (n_{p,i}, \mu_i)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho f_i) + K = n_i = -\sum_r R^r (n_{r,i}, \mu_i) + \sum_p R^p (n_{p,i}, \mu_i)$$

где скорость реагирования $[R] = \frac{\text{mol}}{\text{s} \cdot \text{m}^3}$

изменение энтальпии:

735
$$\frac{d}{dt}(\rho h) = S_h$$

изменение термической энтальпии:

$$h^t = h - \sum_i f_i h_i^f$$

$$\frac{d}{dt}(\rho h^t) = S_h - \sum_i h_i^f \dot{m}_i$$

$$\frac{d}{dt}(\rho h^t) = S_h + \sum_r R^r \left(\sum_{i=1, N_r} h_i^f n_{r,i} \mu_{r,i} - \sum_{i=1, N_p} h_i^f n_{p,i} \mu_{p,i} \right) = S_h + \sum_r R^r E^r$$

740

Модели скоростей реакции. Скорость протекания реакции определяется на основании **одной из** следующих моделей: кинетической, «обрыва вихря» или гибридной.

1) *Кинетическая модель*

745 Скорость горения i -го реагента в этой модели определяется соотношением Аррениусовского типа:

$$R_{i,KIN} = -A M_i X_i^{\nu_i} X_{OX}^{\nu_{OX}} T^\beta e^{-E_a/RT}, \quad (25)$$

где X_i, R_i – молярная концентрация и скорость реакции i -го реагента, A_i, E_a – предэкспоненциальный множитель и энергия активации реакции соответственно,
750 ν_i, ν_{OX}, β – эмпирические константы, X_{OX} – молярная концентрация окислителя (кислорода).

2) *Модель «обрыва вихря» (eddy break up model)*

Скорость горения в этой модели ограничивается скоростью турбулентного перемешивания топлива и окислителя [17]:

$$R_{i,EBU} = -\frac{\rho \varepsilon}{k} A \cdot \text{MIN}\left(Y_i, \frac{Y_{OX}}{S_{OX}}, B \frac{Y_{pr}}{S_{pr}}\right) \quad (26)$$

где A и B – эмпирические константы равные соответственно 4,0 и 0,5; Y_i , Y_{OX} , Y_{PR} – концентрации (массовые доли) реагента, окислителя и продуктов сгорания; S_{OX} , S_{PR} – стехиометрические коэффициенты в реакции горения.

3) Гибридная модель (кинетика/обрыв вихря)

Для описания реагирования в турбулентных течениях с большим временем перемешивания применяется гибридная модель, использующая оба вышеприведенных механизма определения скорости реакции. По этой модели в качестве результирующей скорости выбирается наименьшая из скоростей (109, 110):

$$R_i = -\text{MIN}\left(|R_{i,KIN}|, |R_{i,EBU}|\right). \quad (27)$$

4) Модель комбинированного временного масштаба

Модель «обрыва вихря» дает завышенную скорость горения в пристеночных областях. Эту проблему удастся избежать путем добавления времени, определяемого кинетическим механизмом горения, к времени турбулентного перемешивания:

$$\begin{aligned} T_R &= T_{TURB} + T_{KIN} \\ T_{TURB} &= \frac{k}{\varepsilon} \quad T_{KIN} = \frac{\rho Y_i}{|R_{i,KIN}|} \\ R_{i,EBU} &= -\frac{\rho}{T_R} A \cdot \text{MIN}\left(Y_i, \frac{Y_{OX}}{S_{OX}}, B \frac{Y_{pr}}{S_{pr}}\right) \end{aligned} \quad (112)$$

1.5.6 Фронт пожара

В общем случае для моделирования распространения фронта пожара необходимо рассчитать температуру горючего материала, после чего определить

780 скорости выгорания горючего, выхода летучих и других газов, потребления кислорода и дыма. Однако, на сегодняшний день, для произвольного набора материалов данных по зависимости скорости выгорания от температуры нет. В России на данный момент используется подход, разработанный в Академии ГПС [22, 23, 26]. Наиболее часто при расчетах рассматриваются три основных вида развития пожара: круговое распространение пожара по твердой горючей нагрузке, линейное распространение пожара по твердой горючей нагрузке, неустановившееся горение горючей жидкости.

785 Скорость выгорания для этих случаев определяется зависимостями:

$$\Psi = \begin{cases} \psi_{yd} \cdot \pi v^2 t^2 & \text{— для кругового распространения пожара} \\ \psi_{yd} \cdot 2vtb & \text{— для линейного распространения пожара} \\ \psi_{yd} \cdot F \sqrt{\frac{t}{t_{cm}}} & \text{— для неустановившегося горения ГЖ} \end{cases} \quad (28)$$

790 где ψ_{yd} — удельная скорость выгорания (для жидкостей установившаяся), кг/(с·м²); v — скорость распространения пламени, м/с; b — ширина полосы горючей нагрузки, м; t_{cm} — время стабилизации горения горючей жидкости, с; F — площадь очага пожара, м².

В области распространения пожара выделяется эффективный горючий газ, при сгорании которого выделяются заданное количество ОФП. Мощность выделения эффективного горючего газа в очаге пожара определяется так:

$$Q_{of} = \mathcal{E}ГГ \cdot \psi \cdot F, \quad (29)$$

795 где $\mathcal{E}ГГ$ — эффективный горючий газ на кг выгоревшего топлива.

1.5.7 Оптическая плотность дыма

(определение параметра потери видимости)

800 Существует два основных подхода расчета поля потери видимости. Первый: расчет распространения дыма и определение потери видимости через концентрацию

дымовых частиц. Второй: определение параметра потери видимости через подобие полю концентрации CO_2 .

805 Восстановление поля оптической плотности дыма через поле концентрации частиц дыма основывается на использовании диффузионно-инерционной модели распространения частиц, которая реализована в «SigmaFlow».

Плотность смеси несущей фазы и дисперсного потока выражается через массовые доли отдельных компонент потока следующим образом:

$$\rho = \left(\sum_i \frac{f_i}{\rho_i} \right)^{-1},$$

810 где суммирование ведется по всем компонентам среды, соответственно плотность несущей фазы можно определить как:

$$\rho_c = \left(\frac{1}{\rho} - \frac{f_D}{\rho_D} \right)^{-1},$$

где ρ_D, f_D – плотность и массовая доля второй фазы.

Объемная доля i -го компонента связана с его массовой долей соотношением:

815
$$\alpha_i = \frac{\rho f_i}{\rho_i}.$$

Скорость второй фазы можно выразить через дрейфовую скорость (диффузионная скорость) второй фазы и скорость смеси \mathbf{v} :

$$\mathbf{v}_D = \mathbf{v} + \mathbf{u}^r.$$

Уравнение неразрывности смеси:

820
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0.$$

Уравнения баланса количества движения смеси:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\boldsymbol{\tau}^m + \boldsymbol{\tau}^t) + (\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} - \nabla(\rho f_D \mathbf{u}^r \cdot \mathbf{u}^r),$$

где тензор вязких напряжений $\boldsymbol{\tau}_m$, $\boldsymbol{\tau}_t$ – тензор Рейнольдсовых напряжений, \mathbf{g} – гравитационная сила на единицу массы, p – давление.

825 Уравнения переноса компонентов основной (газовой) фазы имеет вид:

$$\frac{\partial \rho f_i}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot f_i) = \nabla \left(\left(D_i + \frac{\mu_t}{Sc_i} \right) \cdot \nabla f_i \right) + \dot{m}_i, \quad (30)$$

где D – коэффициент молекулярной диффузии, Sc – турбулентное число Шмидта, \dot{m} – источниковый член.

830 Уравнение переноса массовой доли второй фазы (дисперсной)

$$\frac{\partial \rho f_D}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot f_D) = \nabla(\Gamma_D \cdot \nabla f_D) + \dot{m}_D - \nabla(\rho f_D \mathbf{u}^r), \quad (31)$$

где \dot{m}_D – массовый источник второй фазы (дымовых частиц); Γ_D – коэффициент турбулентной диффузии второй фазы:

$$\Gamma_D = \frac{\mu_t}{Sc_D} \quad \text{или} \quad \Gamma_D = (1 - f_D) \frac{\mu_t}{Sc_D}.$$

835 Относительная скорость второй фазы связана с дрейфовой скоростью соотношением (в случае одной дисперсной фазы):

$$\mathbf{u}^r = (1 - f_D) \mathbf{u}_{DC}. \quad (32)$$

Относительная скорость второй фазы

$$\mathbf{u}_{DC} = \tau_p \left(\mathbf{g} - \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla(\mathbf{v}) \right) \right) \quad (33)$$

840 где время релаксации и функция трения:

$$\tau_p = \frac{d_D^2}{18 \mu_C f_{drag}} (\rho_D - \rho)$$

$$f_{drag} = \begin{cases} 1.0 + 0.15 \text{Re}^{0.687} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.0183 \cdot \text{Re} & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (\text{Schiller and Naumann})$$

или

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{d_D}{C_D |\mathbf{u}_{DC}|} \frac{(\rho_D - \rho)}{\rho_C}$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}} (1.0 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases}$$

845

Относительное число Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho_c d_D |\mathbf{u}_{DC}|}{\mu_c}.$$

850 Источник дымовых частиц в уравнении определяется по данным величины
удельного дымообразования [12]:

$$\dot{m}_D = 2.303 \frac{D_m \Psi}{\Delta V \alpha_m}, \quad (34)$$

где α_m – удельный коэффициент поглощения (для большинства дымовых частиц
~8,7·10³ м²/кг [11], Ψ (кг/с) – скорость выгорания топлива, D_m (м²/кг) - удельное
855 дымообразование.

В итоге поле оптической плотности дыма рассчитывается через удельную
массу частиц дыма f_D и удельный коэффициент поглощения и плотность газа ρ :

$$\mu = \frac{f_D \alpha_m \rho}{2.303}. \quad (35)$$

860 **Определение параметра потери видимости через подобие полю
концентрации CO₂.** Более простой подход. В этом случае не учитывается
осаждения частиц сажи (не рассчитывается поле концентрации частиц сажи).
Частицы сажи рассматриваются как безмассовые частицы. Поле оптической
плотности дыма принимается пропорциональным полю концентрации CO₂

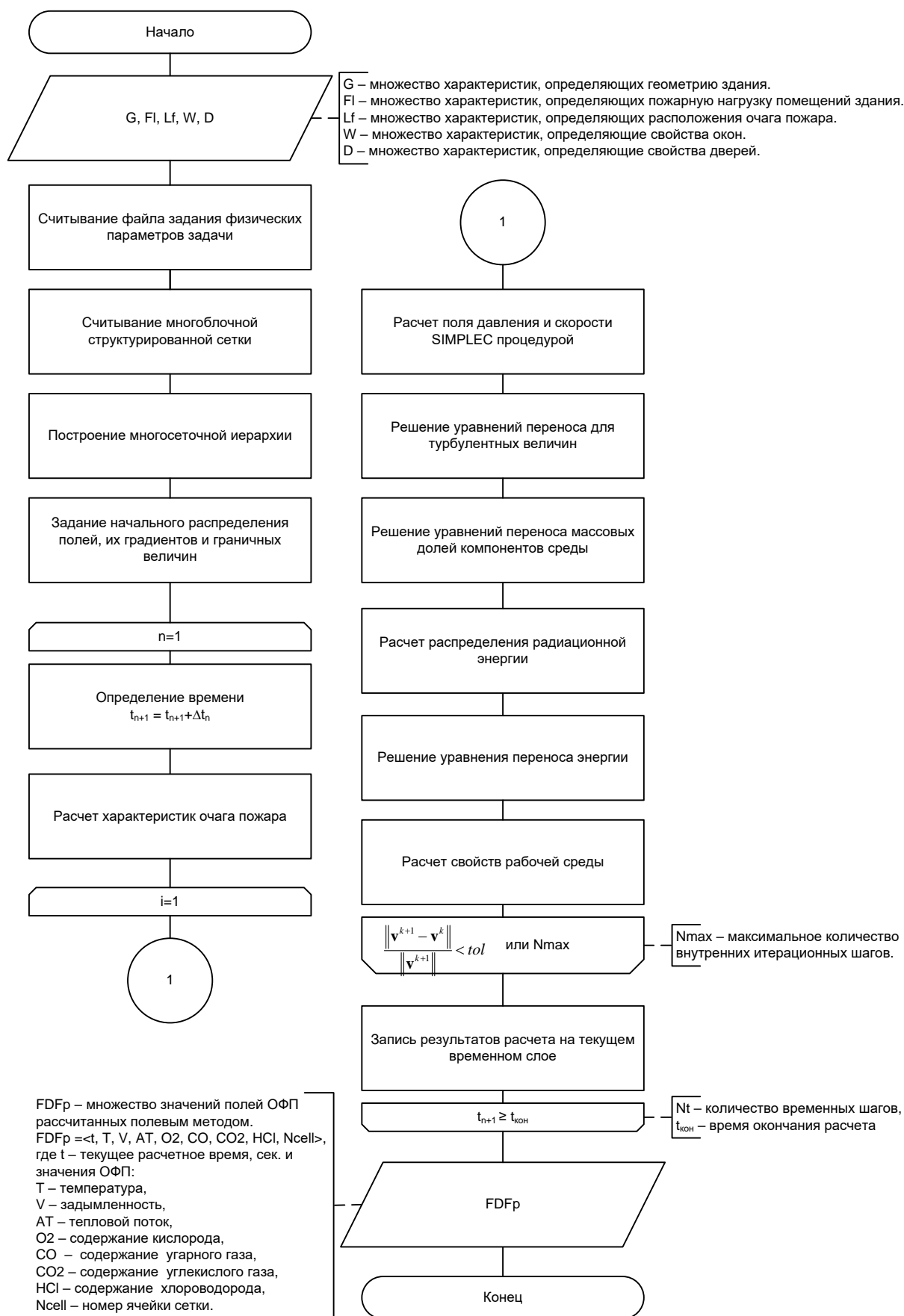
865
$$\mu = k \cdot n_{CO_2}, \quad (36)$$

где k – коэффициент подобия, зависит от пожарной нагрузки.

В свою очередь поле величины предельной видимости рассчитывается через
рассчитанную оптическую плотность дыма (согласно ГОСТу 12.1.004-91).

870
$$l_{пр} = \frac{2,38}{\mu}. \quad (37)$$

Условие блокировки выполняется при $l_{пр} < L_{пр}^L < L$, где L – минимально
допустимая величина предельной видимости, равная 20м. Данная модель
реализована в «Сигма ПБ».



На Рисунок 1.3 представлена блок схема вычислительной реализации математической модели расчета динамики ОФП.

1.5.8 Многопоточные вычисления

Ускорения вычислений основано на использования многопроцессорной вычислительной системы, связанная с выполнением нескольких копий программ одновременно и независимо друг от друга на разных вычислительных ядрах с последующим обменом данными между ними. Распараллеливание задач осуществляется на основе декомпозиции (разбиения) расчетной области на число равное количеству вычислительных потоков, Рисунок 1.4. Декомпозиция области решения заключается в разбиении её на неперекрывающиеся соприкасающиеся односвязные подобласти, данные в каждой из которых обрабатываются на отдельном процессоре. Для связи между подобластями вводятся фиктивные ячейки, содержащие данные обрабатываемые в соседних процессорах. В фиктивных узлах хранятся копии значений с соседних ячеек из соседних подобластей. Как правило, в параллельных расчётах применяются однородные конечно-разностные или конечно-объемные алгоритмы, когда вычисления выполняются по единому правилу для всех узлов сетки. Использование дубликатов ячеек с других процессоров позволяет использовать однородный алгоритм дискретизации уравнений гидродинамики. В качестве коммуникационной библиотеки применяется библиотека MPICH2, активно разрабатываемая в Аргоннской национальной лаборатории США, которая реализует интерфейс Message Passing Interface (MPI).

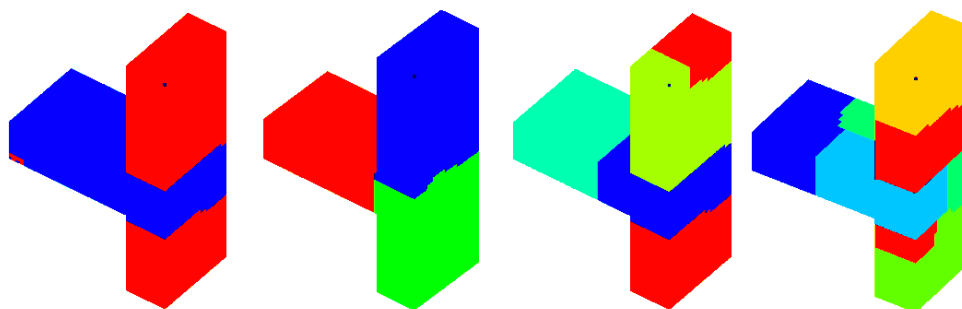


Рисунок 1.4 - Примеры декомпозиции расчетной области для 2, 3, 4 и 6 потоков

Кoeffициент эффективности многопоточных вычислений ($KЭ = t1/(tN \cdot N)$, где $t1$ – время расчета однопоточного расчета; tN – время расчета с использованием N потоков) при моделирования стационарных и нестационарных ламинарных и турбулентных многокомпонентных изотермических течений составляет величину
905 порядка 0,8-0,9 в зависимости от задачи, количества используемых потоков, вычислительной архитектуры и декомпозиции расчетной области.

Разработка генератора сетки на основе импорта данных из CAD систем.

Помимо собственного модуля построения геометрии расчетной области ведутся
910 работы по созданию генератора сеток,

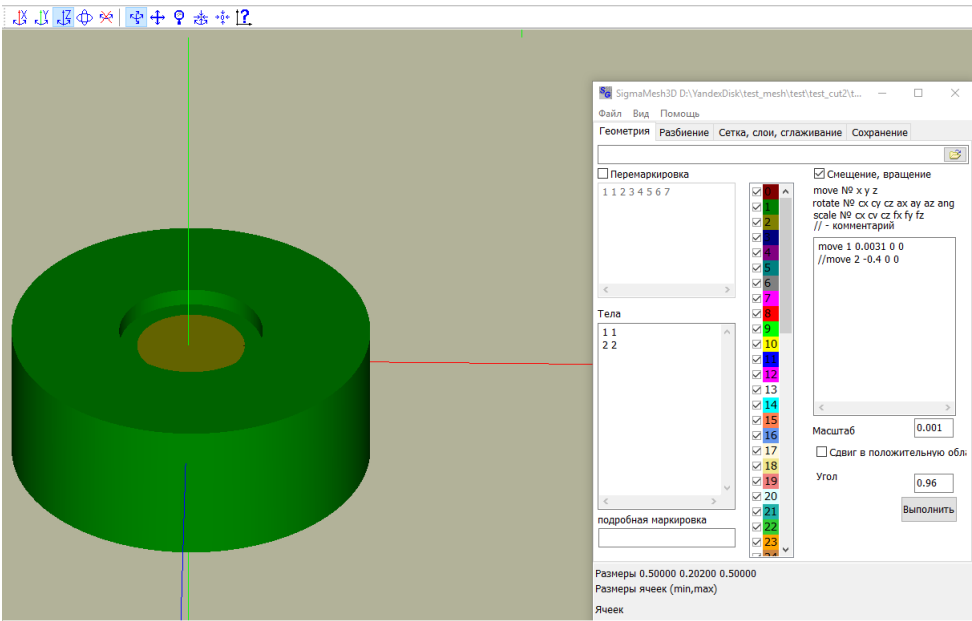
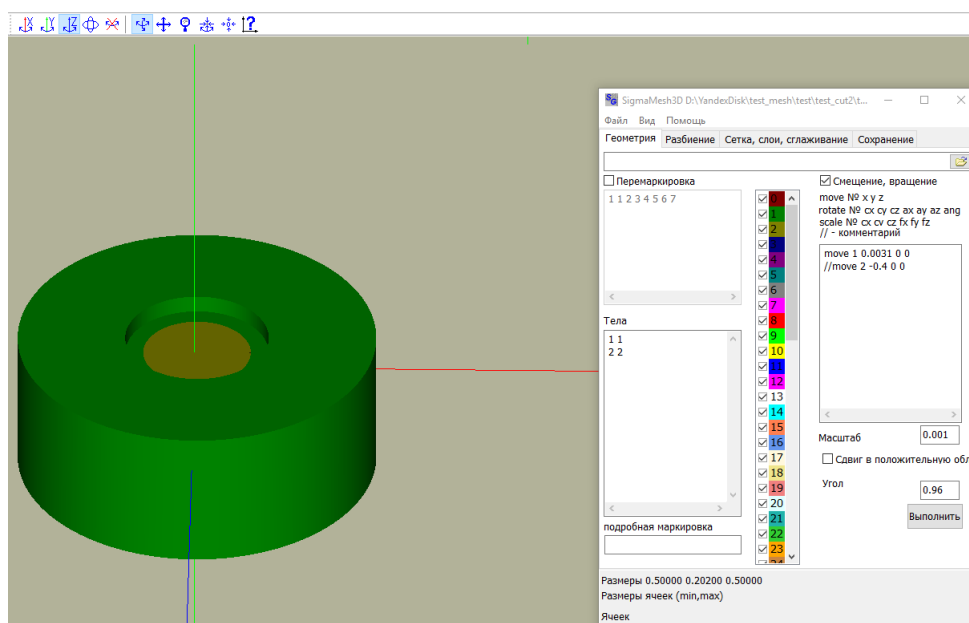


Рисунок 1.5, на основе импорта данных из CAD систем.

Области для построения сетки определяются замкнутыми поверхностями, которые импортируются из файлов в формате stl, предварительно подготовленных во внешних CAD системах. Поскольку формат файлов stl не позволяет группировать и маркировать геометрические элементы объекта, грани или замкнутые области, в интерфейсе пользователя предоставлена возможность задавать уникальные номера набору граней, а также ассоциировать набор граней с телом.
915



920 Рисунок 1.5 - Инструмент генерации сеток для импортированных геометрий из CAD. Пример элемента импортируемой геометрии

Процесс генерации сетки основан на восьмеричном разбиении пространства геометрии. Сначала на основе размеров геометрического объекта строится один пространственный элемент (куб), в которой заключен объект, Рисунок 1.6. Этот элемент в свою очередь, разбивается на восемь элементов (кубов) и далее процесс повторяется для каждого элемента. Момент, на котором получен первый элемент будет соответствовать первому уровню разбиения. Выбирая части для последующего разбиения и момент прекращения разбиения для элемента, добиваются нужной детализации будущей сетки в необходимых областях геометрического объекта.

В процессе разбиения элементы делятся на три группы. Элементы, выходящие за границу объекта, элементы внутри объекта и элементы, пересекаемые границей объекта. Интерфейс пользователя позволяет задавать нужный уровень разбиения внутри объекта, на его границах, на расстоянии от выбранной границы, или в замкнутой прямоугольной области заданной пользователем. На основе получившегося пространственного распределения элементов далее строится конечная сетка.

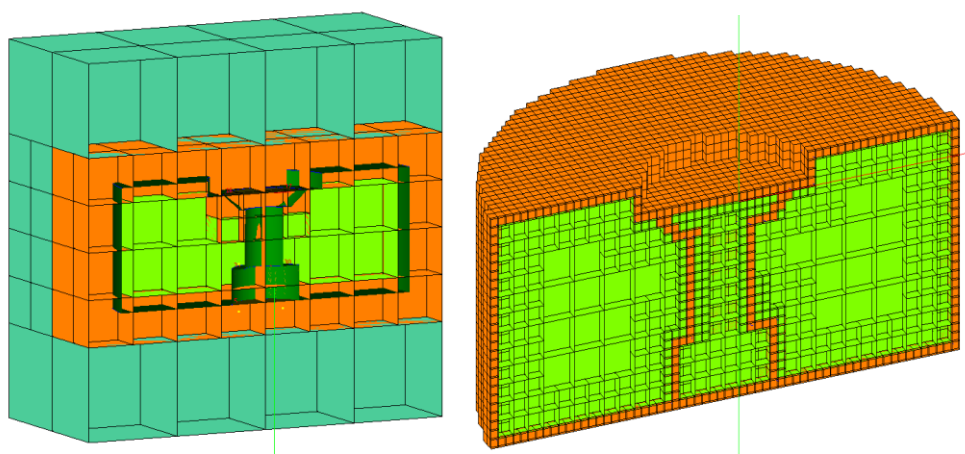


Рисунок 1.6 – Процесс перехода от геометрии к построению предварительного разбиения расчетной области.

940

945

В результате формируется неструктурированная гибридная сетка, Рисунок 1.7, включающая в себя шестигранные элементы (кубы) в основном внутри области объекта и многогранные элементы (пирамиды, призмы, тетраэдры), находящиеся в переходных областях (где соседние элементы предварительного разбиения имеют разную глубину разбиения) и на границах объекта.

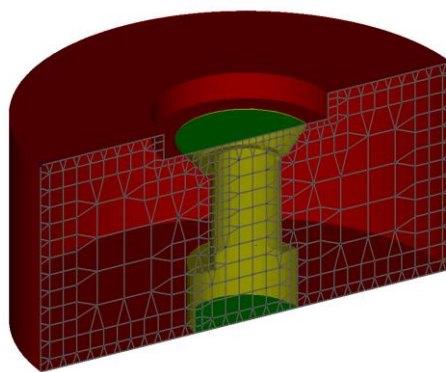


Рисунок 1.7 – Итоговая сетка

2 АНАЛИЗ СОГЛАСОВАННОСТИ РЕАЛИЗОВАННОЙ ПРОГРАММНО CFD МОДЕЛИ С ЭМПИРИЧЕСКИМИ ДАННЫМИ

2.1. Состав тестов

Тестирования программного комплекса «СигмаПБ» осуществлялось с использованием представленного ниже набора тестовых задач, которые отражают особенности газодинамических процессов, протекающих при пожаре.

При пожаре вследствие нагревания газов при горении возникает конвективное течение, когда горячие газы формируют восходящие потоки. Первые три теста отражают возможности по моделированию *конвекции* в различных условиях:

1. Турбулентная свободная конвекция в каверне [1].
2. Моделирование пожара в открытом помещении с навесом [10].
3. Испытательный зал с наклонным потолком [6].

Ключевыми процессами при моделировании пожара являются пиролиз твердых топлив, а также выход и горение летучих газов. На практике для моделирования пиролиза и выхода летучих газов используется эмпирическая модель, которая строится на константах: линейной скорости фронта пламени и скорости выхода ОФП. Поэтому следующие тестовые задачи посвящены моделированию *газового горения*.

4. Моделирование развития пожара в комнате [10].
5. Газофазное реагирование метана [21].

Основным источником тепловых потерь для пожара и одним из ОФП является радиационное излучение. Следующие тестовые задачи посвящены моделированию *радиационного теплообмена*:

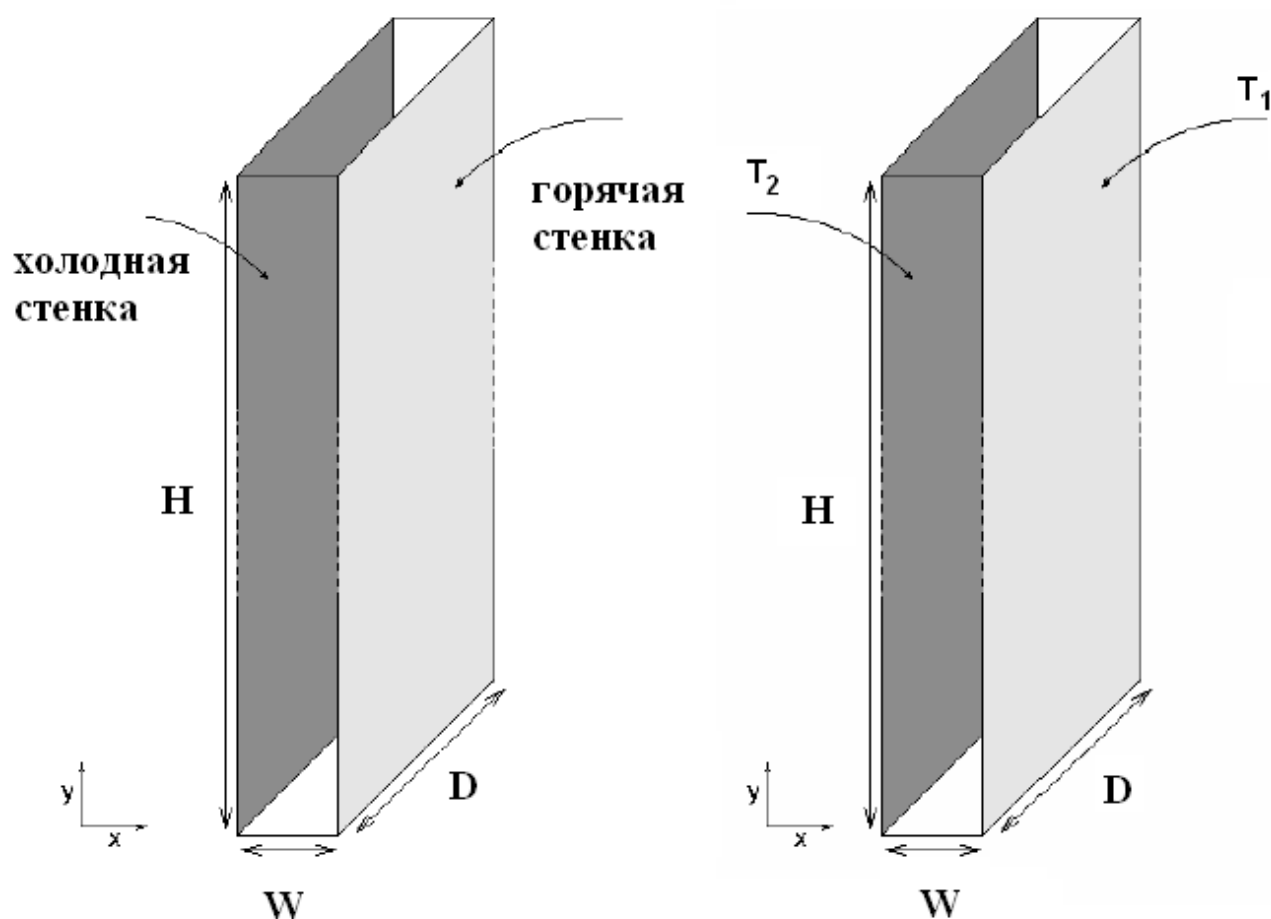
6. Идеализированная печь [19].
7. Замкнутая прямоугольная область, заполненная излучающим газом [15].

Наиболее опасным ОФП является потеря видимости вследствие задымленности. Таким образом, еще одной важной задачей является корректное моделирование
980 *распространения частиц дыма:*

8. Моделирование турбулентной двухфазной ограниченной струи [5].
9. Двухфазное течение в горизонтальной трубе с учетом гравитации [29].

2.2. Тест1: турбулентная свободная конвекция в каверне

985 Тестовая задача представляет собой замкнутую прямоугольную область (каверну), в которой одна из стенок является горячей, а другая напротив – холодной, вследствие чего возникает свободная конвекция.



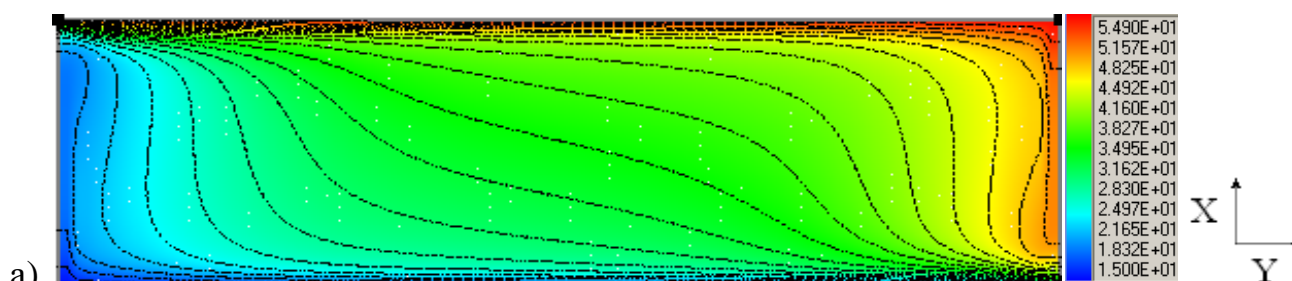
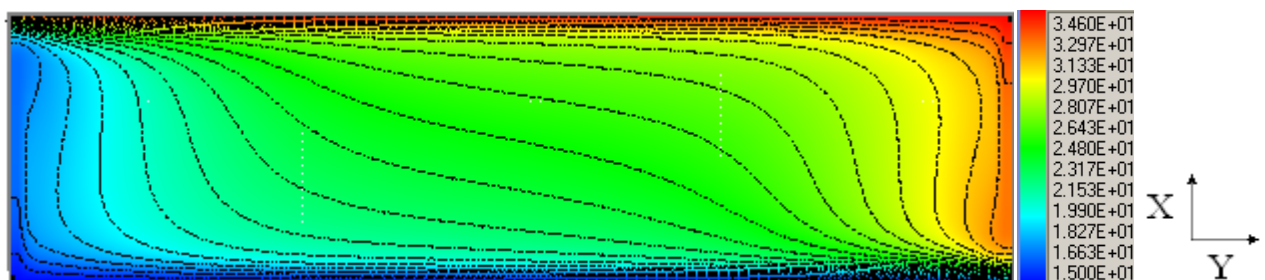
990 Рисунок 2.1 – Геометрия каверны.

Тестовая задача имеет следующие параметры:

- размеры каверны: $W=0.076$ м, $H=2.18$ м, $D=0.52$ м;
- верхняя и нижняя стенки адиабатические;
- температура боковых стенок при числе Релея **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.** равна 15°C и 34.6°C ;
- температура боковых стенок при числе Релея **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.** равна 15°C и 54.9°C ;
- каверна заполнена воздухом;
- сила тяжести направлена против оси Y .

Расчет производился на сетке $100 \times 100 \times 3$ с использованием M-SST модели турбулентности. Для наглядности отображения результатов расчета проводилось масштабирование объектов, Рисунок 2.2 Рисунок 2.3: $0.25 \times H$, $2 \times W$.

На Рисунок 2.2 - Рисунок 2.3 хорошо видно структуру сформировавшегося течения. Вблизи горячей стенки газ нагревается и поднимается вверх, далее вдоль верхней стенки направляется к холодной, где остывая, опускается вниз и направляется к горячей стенки. Течение имеет вид подобный течению в каверне.

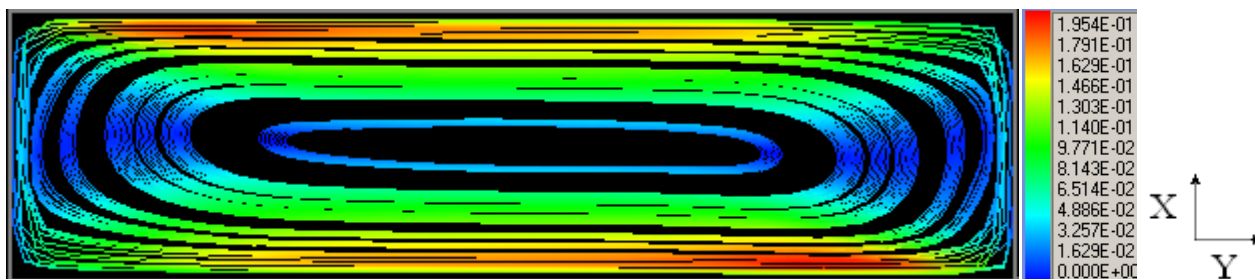


б)

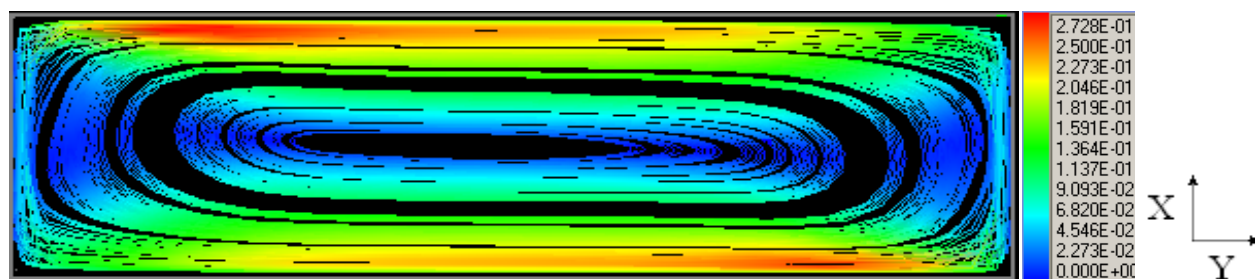
Рисунок 2.2 – Изолинии температуры при различных числах Релея:

а) Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.; б)

Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.



а)



б)

Рисунок 2.3 – Линии тока при различных числах Релея:

а) Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.; б)

Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.

Сравнение результатов расчетов с данными эксперимента по распределению

V-ой компоненты скорости и температуры показывают хорошее согласование

Рисунок 2.4, Рисунок 2.5. Так по распределению поля температуры наблюдается

практически полное совпадение результатов, а по распределению скоростей

наблюдаются небольшие отклонения. При возрастании числа Релея точность

расчетов по отношению к данным эксперимента немного возрастает.

1035

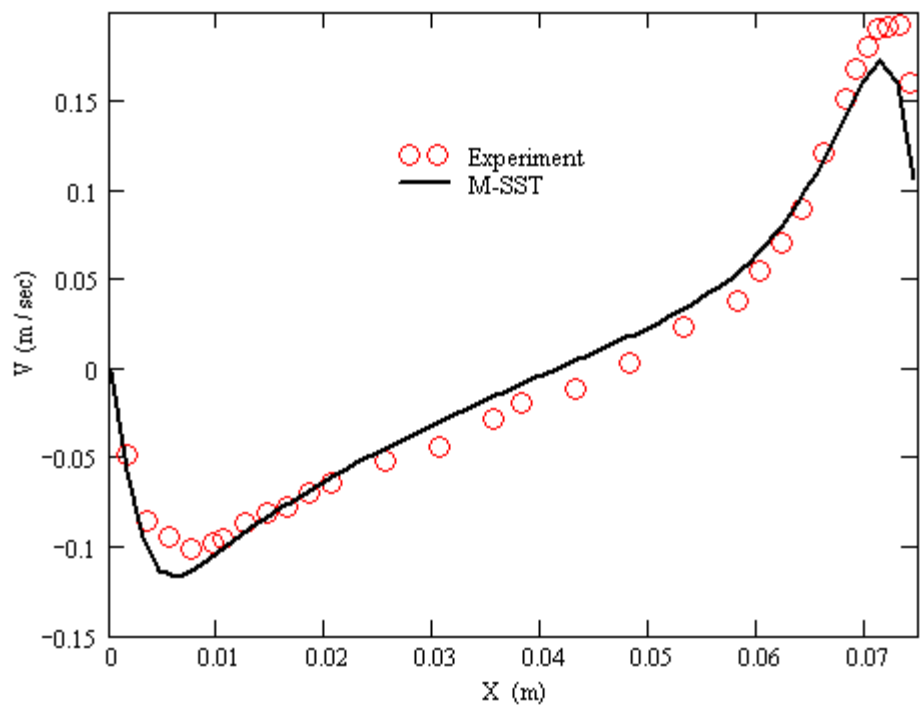
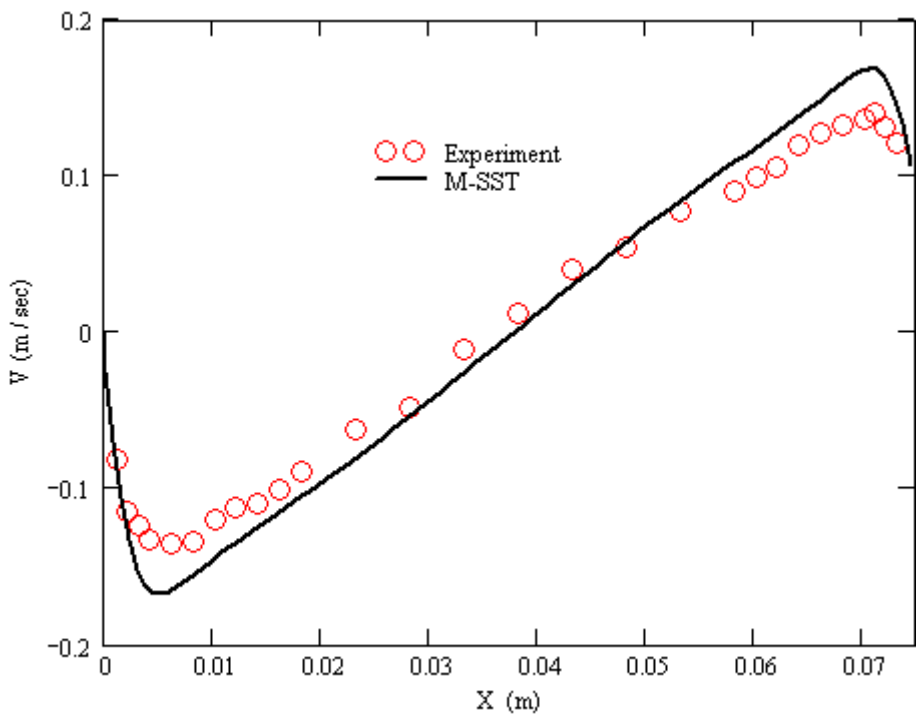


Рисунок 2.4 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.1$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



1040 Рисунок 2.5 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.5$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

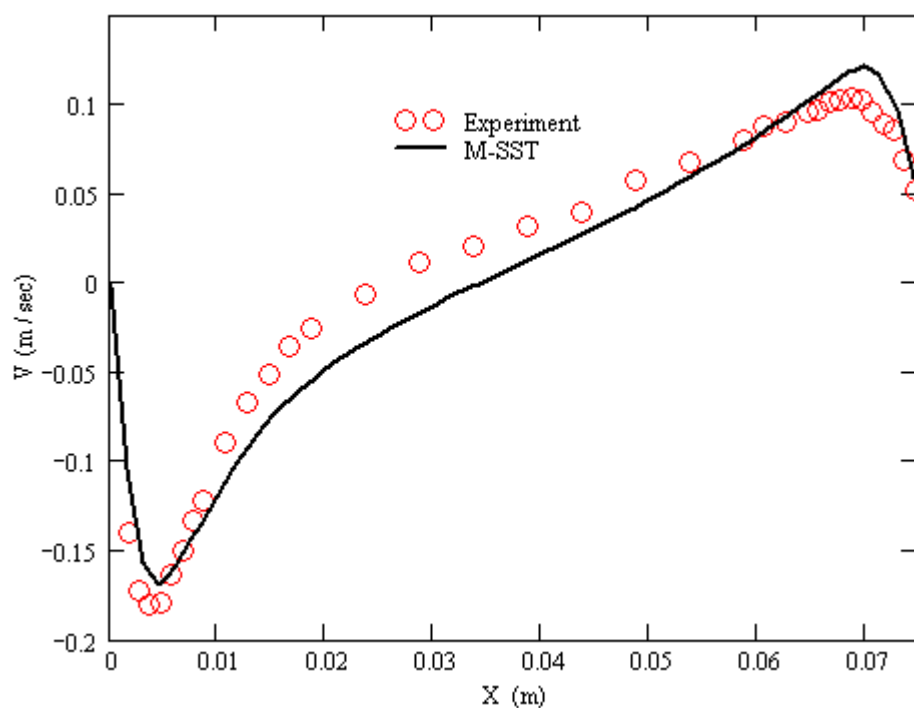


Рисунок 2.6 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.9$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

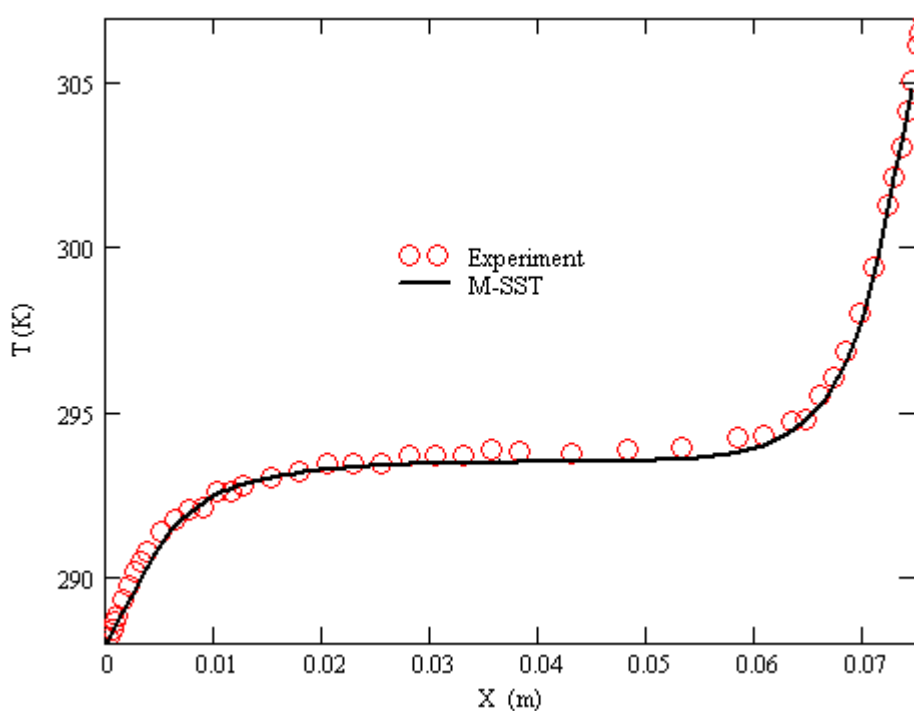


Рисунок 2.7 – График температуры при $Y/H=0.1$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

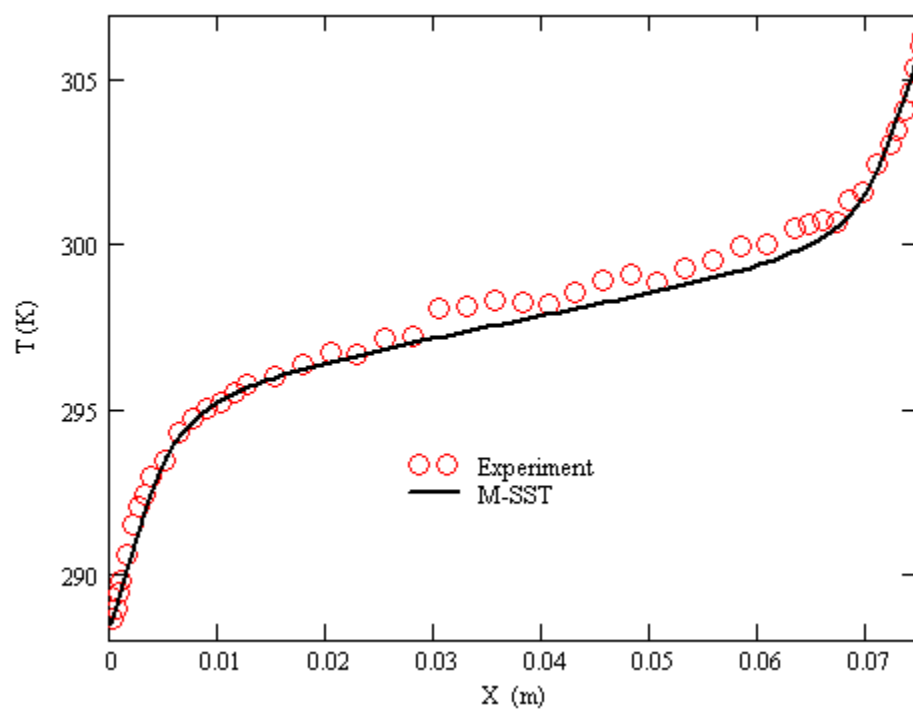
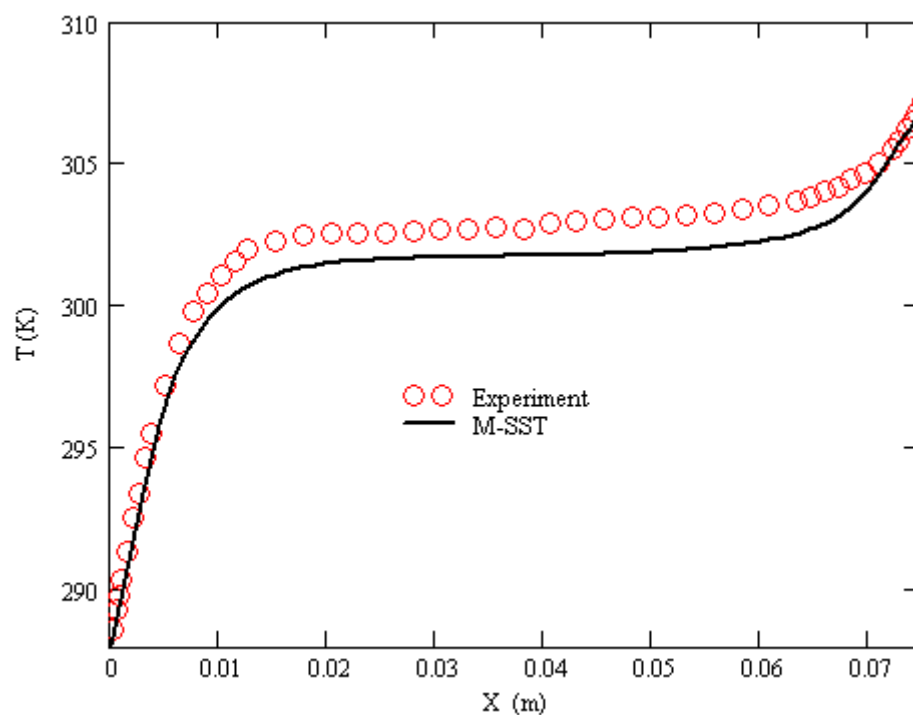


Рисунок 2.8 – График температуры при $Y/H=0.5$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



1060 Рисунок 2.9 – График температуры при $Y/H=0.9$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

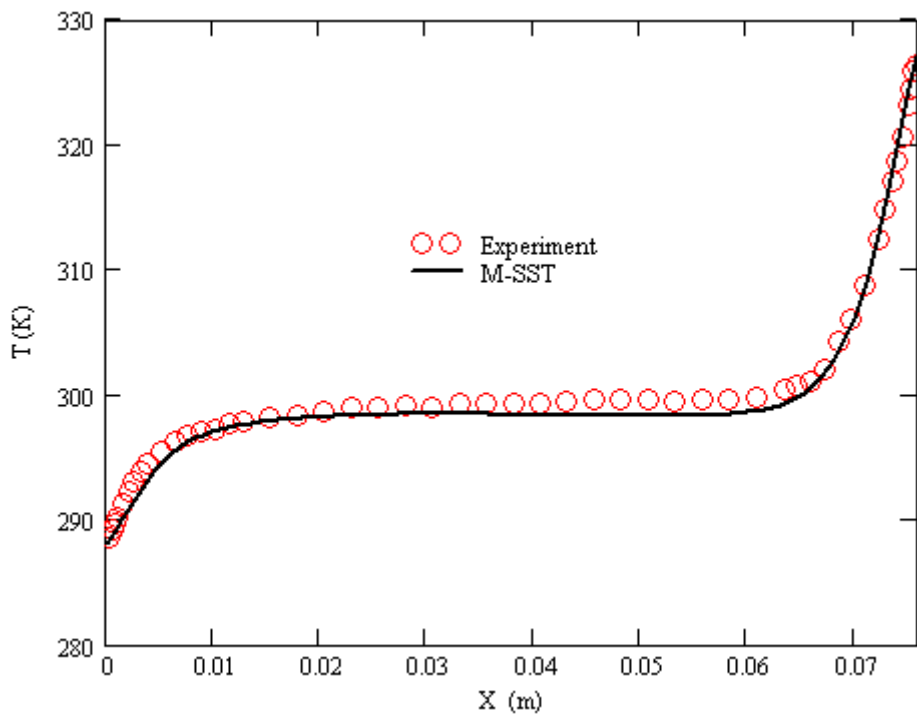
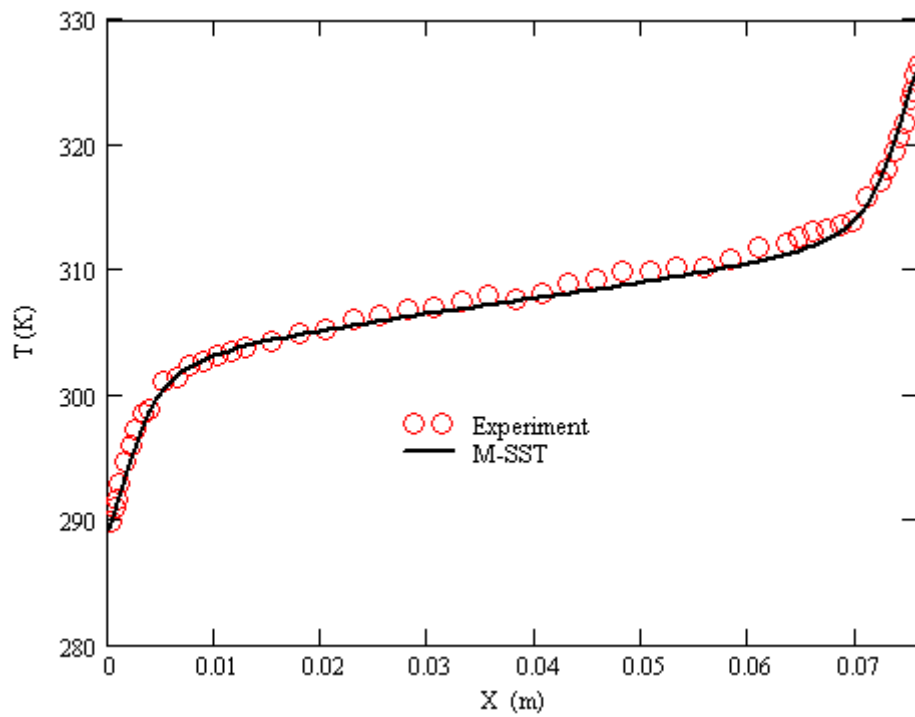
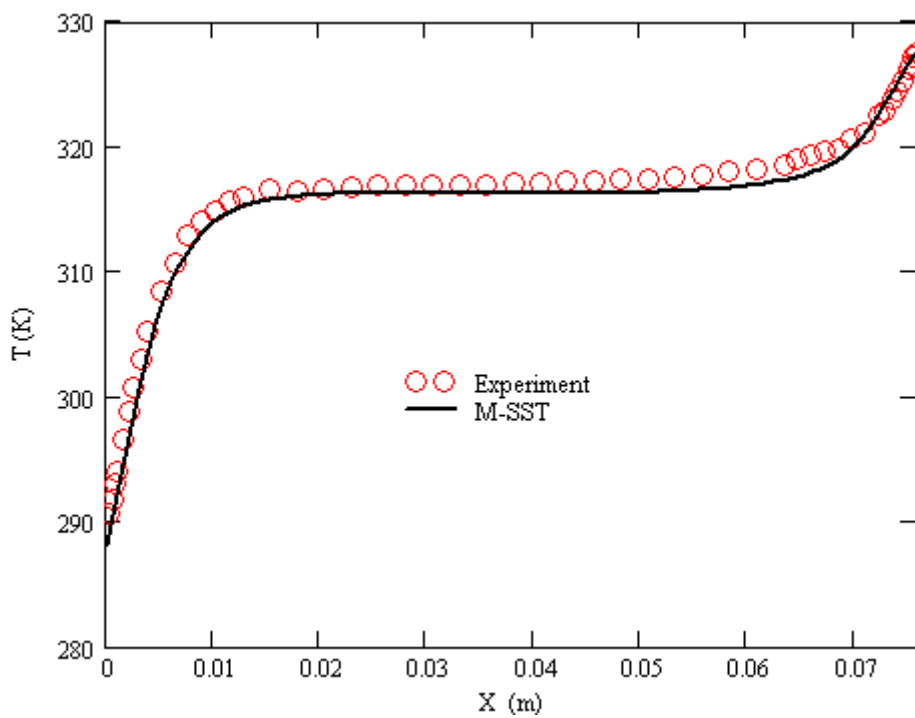


Рисунок 2.10 – График температуры при $Y/H=0.1$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

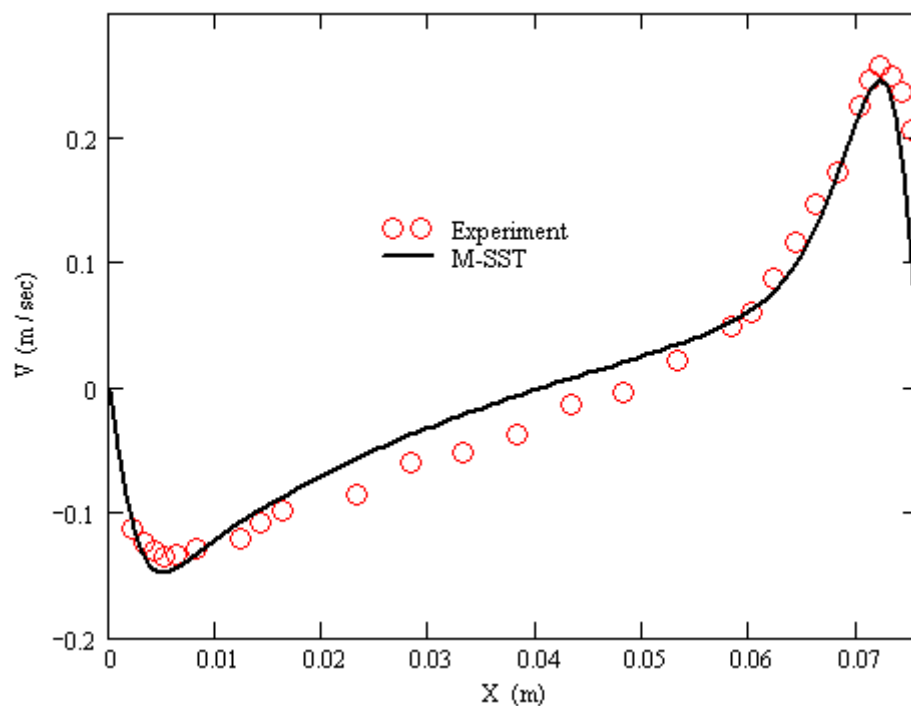
1065



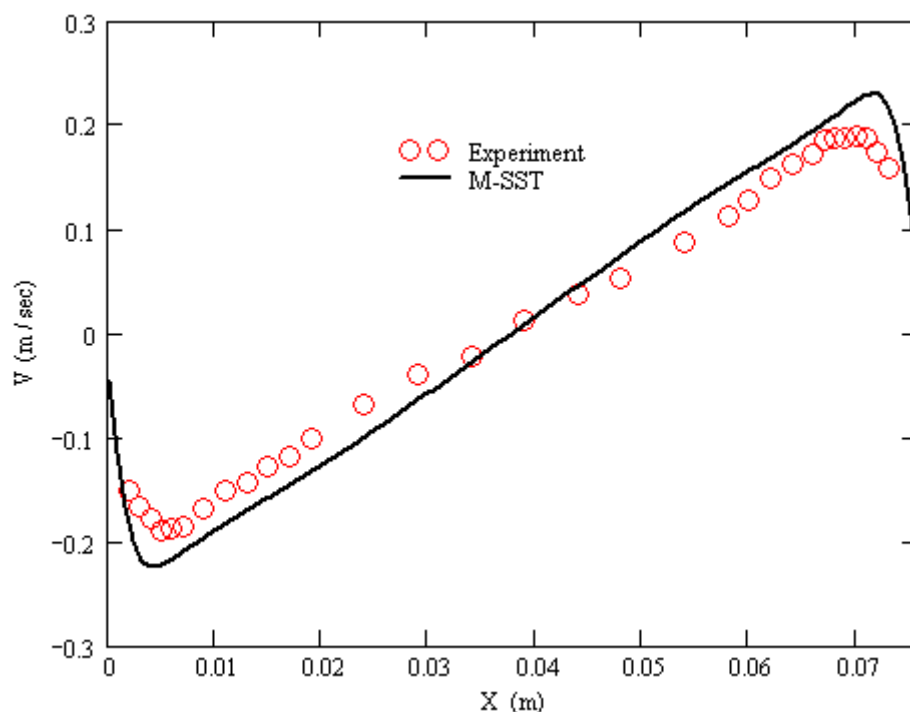
1070 Рисунок 2.11 – График температуры при $Y/H=0.5$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



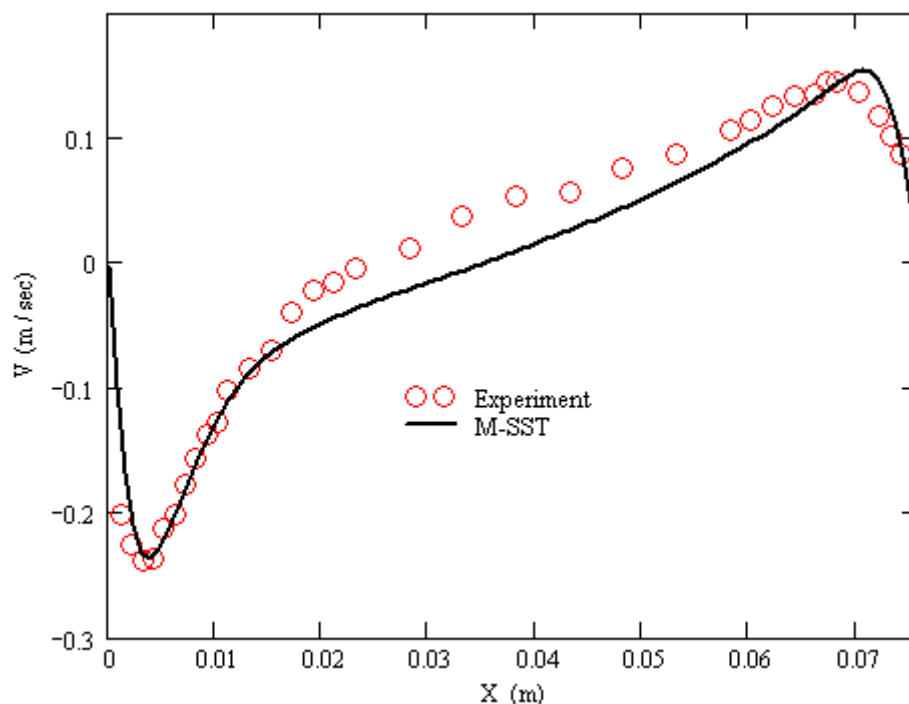
1075 Рисунок 2.12 – График температуры при $Y/H=0.9$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



1080 Рисунок 2.13 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.1$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



1085 Рисунок 2.14 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.5$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**



1090 Рисунок 2.15 – График V-ой компоненты скорости при $Y/H=0.9$, **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.**

2.3. Тест 2: моделирование пожара в открытом помещении с навесом

1095 В тестовой задаче рассматривается нестационарное течение с переменным источником тепловыделения, который имитирует развитие конвективной колонки при возгорании. Данная задача представляет собой модельное развитие пожара во времени в открытом помещении с потолочным навесом. Для моделирования использовалась постановка с объемным источником тепла. Помещение абсолютно открыто, кроме потолка, Рисунок 2.16. Источник огня расположен на полу в центре помещения. Геометрические размеры объемного источника – $1\text{ м} \times 1\text{ м} \times 1\text{ м}$. Тепловыделение задано уравнением $\dot{Q} = 0.188t^2$ (кВт). Характерные размеры расчетной области: потолок $5\text{ м} \times 5\text{ м}$, высота от пола до потолка 3 м . Потолок является адиабатным. Окружающая температура 30°C .

1100

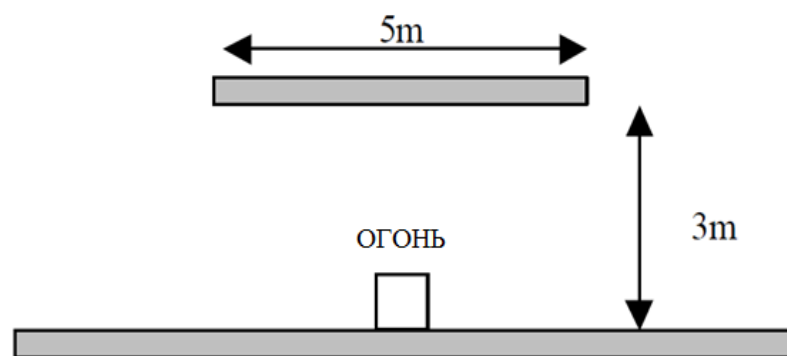


Рисунок 2.16 – Постановка задачи

Моделирование проводилось с использованием различных моделей турбулентности, *M-SST*-модель, *k-e*-модель, *Chen*-модель. Результаты расчетов сравнивались с расчетами, проведенными с использованием известных программных комплексов.

Результаты данного теста представлены на 110 секунде после начала процесса горения. Качественные результаты расчетов представлены на Рисунок 2.17 - Рисунок 2.18. Видно, что от источника огня формируется мощная конвективная колонка с температурой в центре порядка 1500 К. Горячие газы поднимаются вверх до навесного потолка, далее распространяются вдоль него до границы навеса.

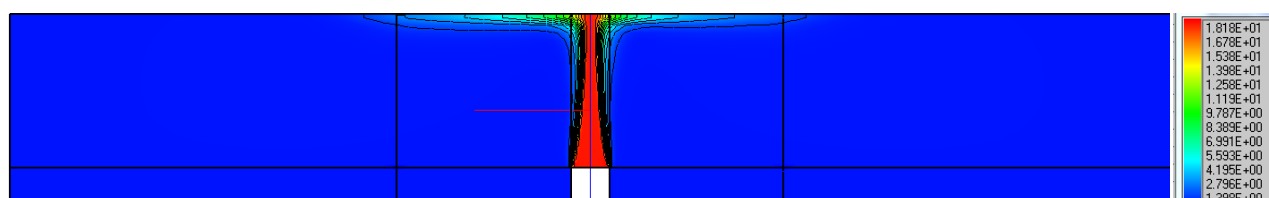


Рисунок 2.17 – Поле температуры, 0с.

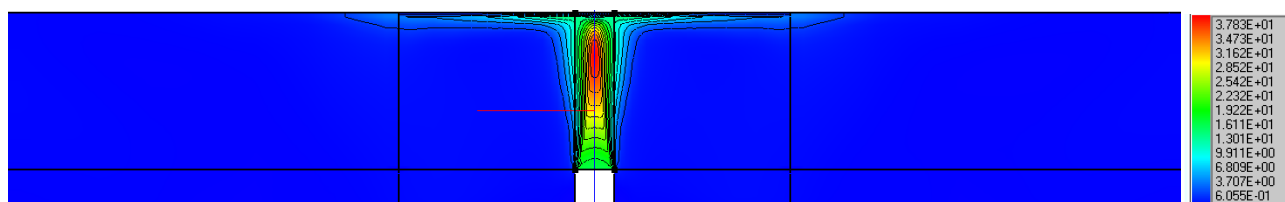


Рисунок 2.18 – Поле скорости, м/с

Количественное сопоставление результатов приведено на Рисунок 2.18 - Рисунок 2.20 для двух расстояний, на 0,1 м и на 0,3 м от потолка. Результаты расчетов сопоставлены с результатами расчетов, полученных на пакете CFX и

SMARTFIRE. Видно, что в целом результаты, полученные на программе «СигмаПБ» хорошо согласуются с решениями, полученными на других расчетных пакетах, в соответствующих сечениях по распределению.

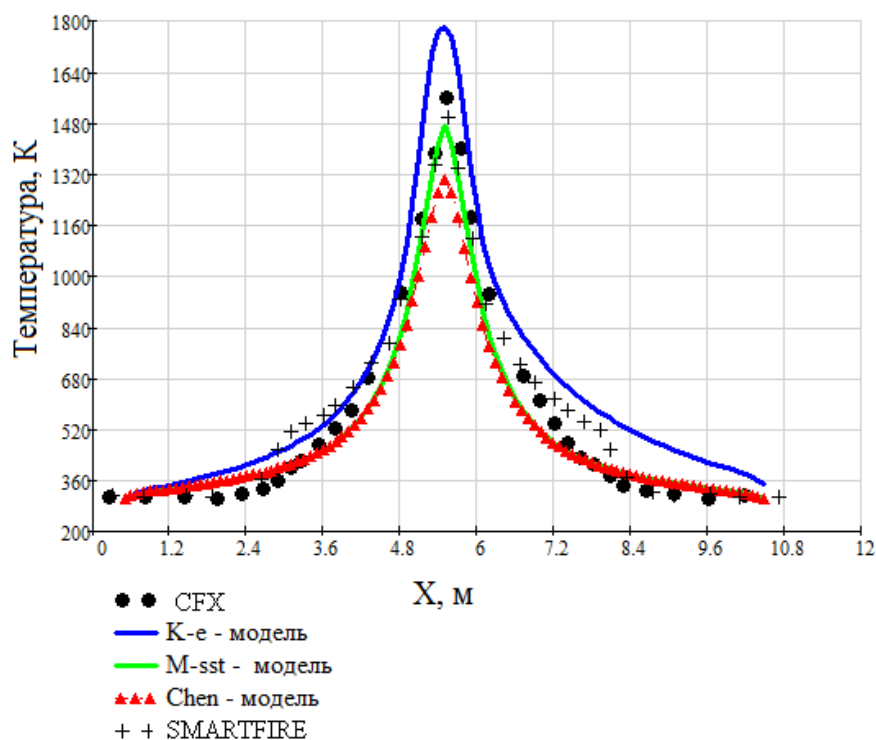


Рисунок 2.19 – Распределение температуры на 0,1 м ниже потолка вдоль оси X

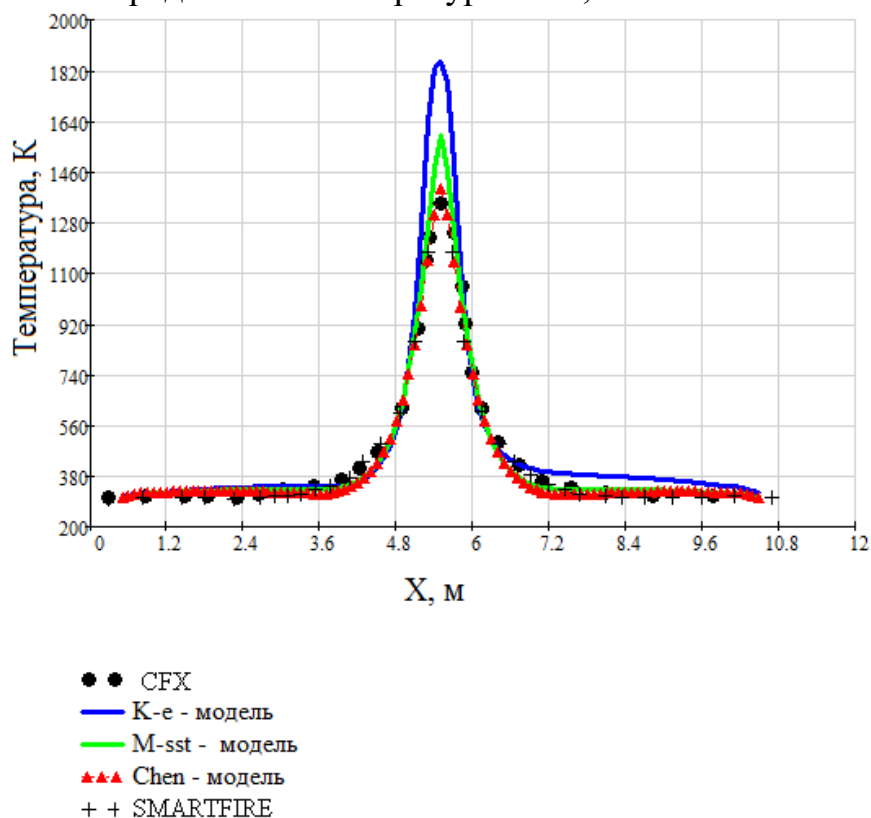


Рисунок 2.20 – Распределение температуры на 0,3 м ниже потолка вдоль оси X

2.4. Тест 3: испытательный зал с наклонным потолком

1140

1145

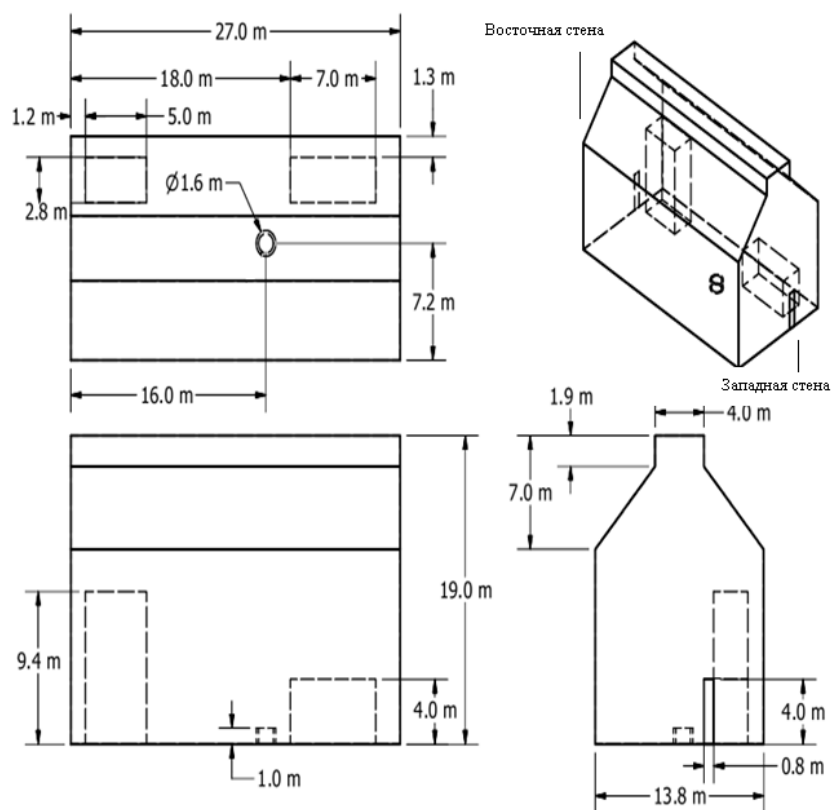
Рассматривается здание со следующей геометрией: 19 м высота, 27 м длина и 14 м ширина, Рисунок 2.22. Здание имеет наклонный потолок. Внутри здания расположены два препятствия и горелка в виде стального подноса, наполненная гептаном, высотой 0.1 м и диаметром 1.6 м, находится на высоте 1 м от бетонного пола. В здании имеются 2 двери на западной и восточной стене. Стены и потолок состоят из листовой стали толщиной 1 мм. По центру здания на западной и восточной стене расположены по 2 открытых окна на уровне пола и 12 м от пола, площадью 0.5 м² каждое. На расстоянии 6.5 м от западной стены по центру здания расположены 10 термопар, в 2/3 здания на расстоянии 2 м друг от друга, в 1/3 на расстоянии 1м друг от друга.

На Рисунок 2.21 - Рисунок 2.23 представлены сценарий происходящего, геометрия и наглядное расположение объектов в здании.

1150

СЦЕНАРИЙ	
1.6 m Φ	
t [min]	dm _f /dt [kg s ⁻¹]
0	0
0.23	0.057
0.5	0.067
1.52	0.081
3.22	0.086
4.7	0.083
5.67	0.072
6.2	0
6.58	0
Двери закрыты	
Нет механической вентиляции	
Естественная инфильтрация	

Рисунок 2.21 – Сценарий пожара в здании



1155

Рисунок 2.22 – Геометрия здания

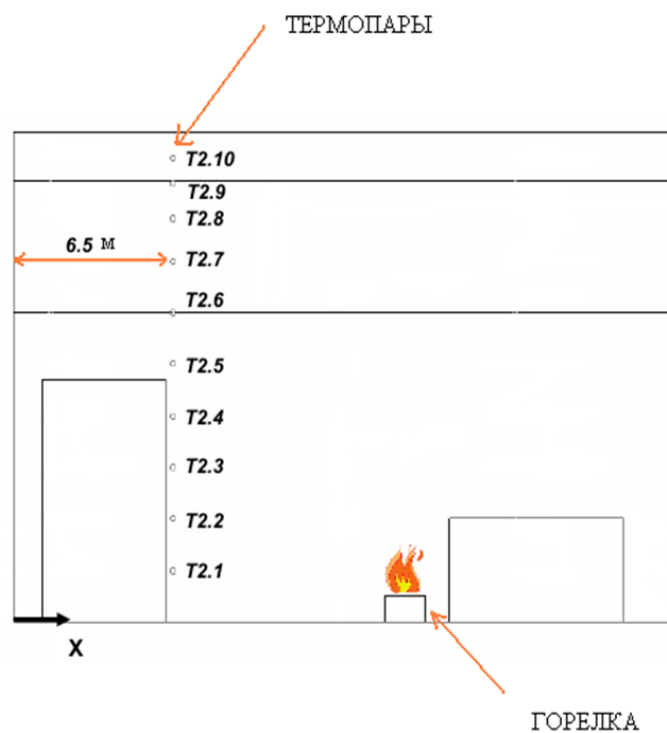


Рисунок 2.23 – Наглядное представление расположения термопар, горелки и располагающихся внутри здания препятствий

1160 Построенная сетка состояла из ~110000 узлов. На имеющихся окнах задавалось граничное условие: свободный массовый расход, кг/с. Для расчетов были выбраны следующие параметры: схема аппроксимации *UMIST TVD*; решатель на скорость, энтальпию и турбулентность *ILU*; решатель на давление *AMG*; модель турбулентности *k-eps Standart*, шаг по времени 1 сек.

1165 Объемный источник тепла задавался при помощи зависимости расхода топлива с течением времени (dm_f/dt) приведенной выше, Рисунок 2.21.

$$\frac{dQ_f}{dt} = \chi_{eff} \frac{dm_f}{dt} \Delta H_c$$

Теплота сгорания (ΔH_c) гептана из эксперимента определена как 44.6 МДж/кг, эффективность сгорания топлива (χ_{eff}) 0.8.

1170 Процесс горения гептана длился около 300 секунд, расчет оканчивается на 350 сек. Ниже представлены поля температуры и поля скоростей в различные моменты времени, Рисунок 2.24-Рисунок 2.28, на которых видно как меняется температура в здании с течением времени. К 150 секунде сформировалась конвективная колонка, но температура в большей части здания пока еще практически не изменилась. К 1175 250 с температура у потолка достигает около уже 110°C, нагретый воздух от потолка постепенно спускается вниз, тем самым здание начинает интенсивно прогревается. Со сгоранием гептана к 350 с движение воздушных масс в помещении постепенно прекращается, а температура вблизи потолка достигает 125°C.

1180

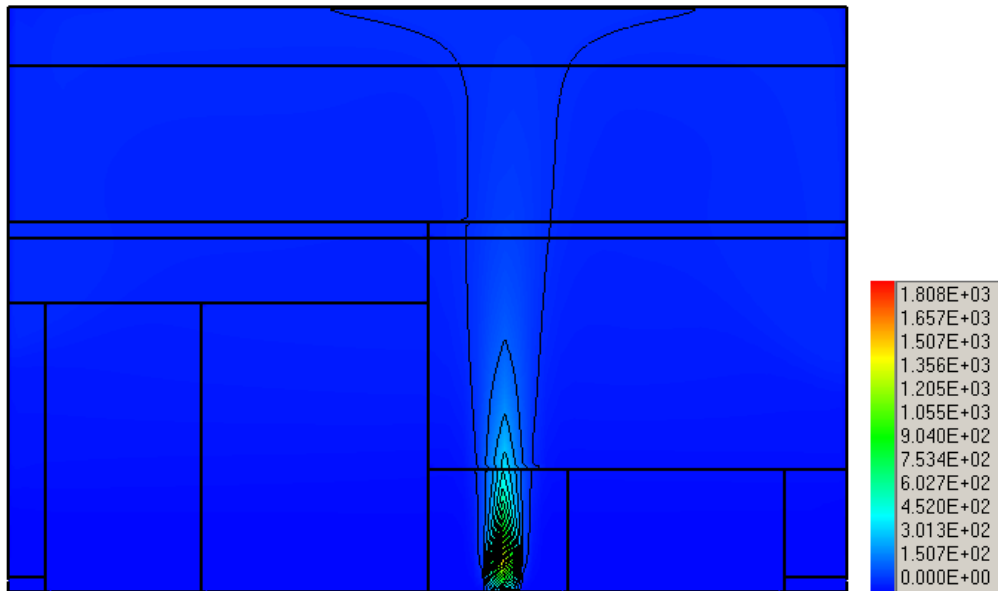


Рисунок 2.24 – Поле температур через 150 секунд, °C

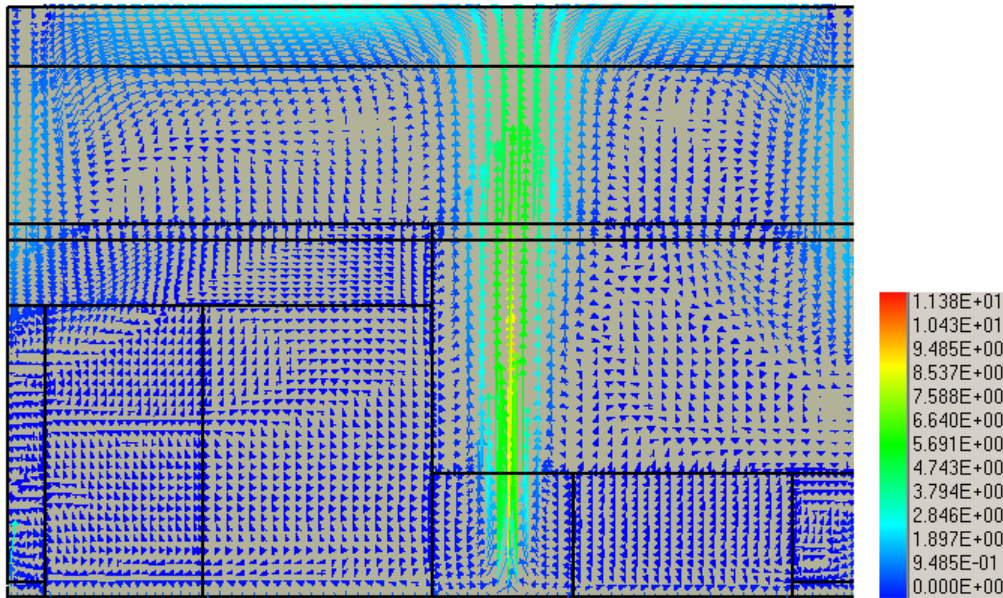


Рисунок 2.25 – Поле скоростей через 150 секунд, м/с

1185

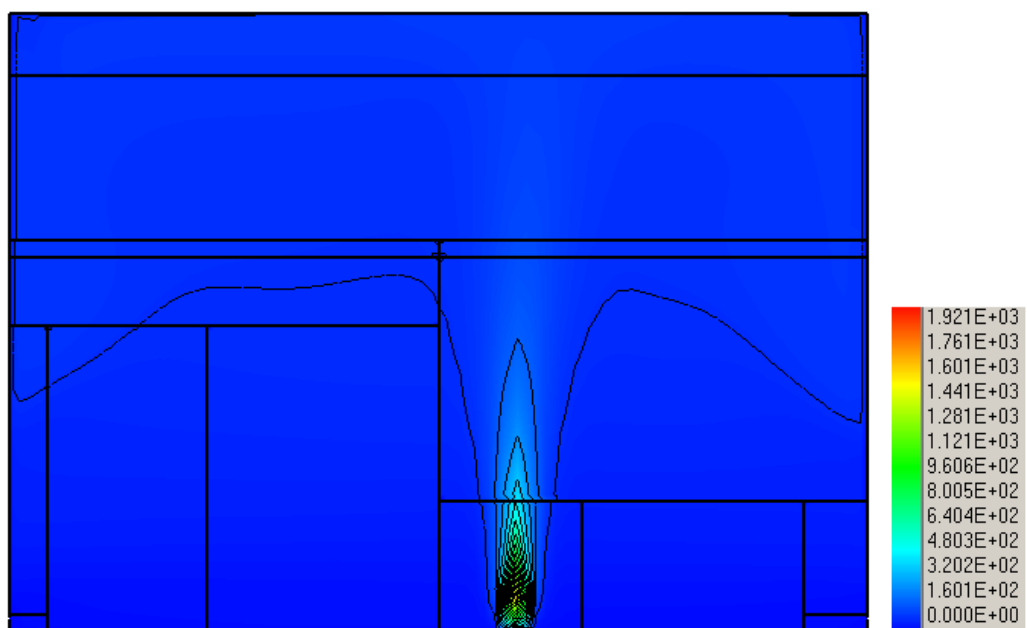


Рисунок 2.26 – Поле температур через 250 секунд, °C

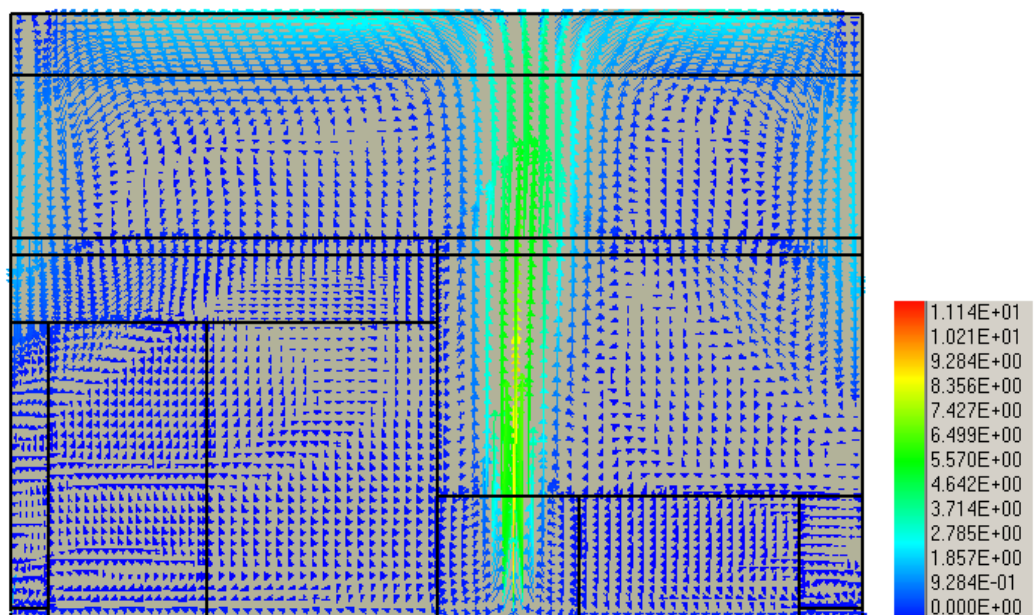


Рисунок 2.27 – Поле скоростей через 250 секунд, м/с

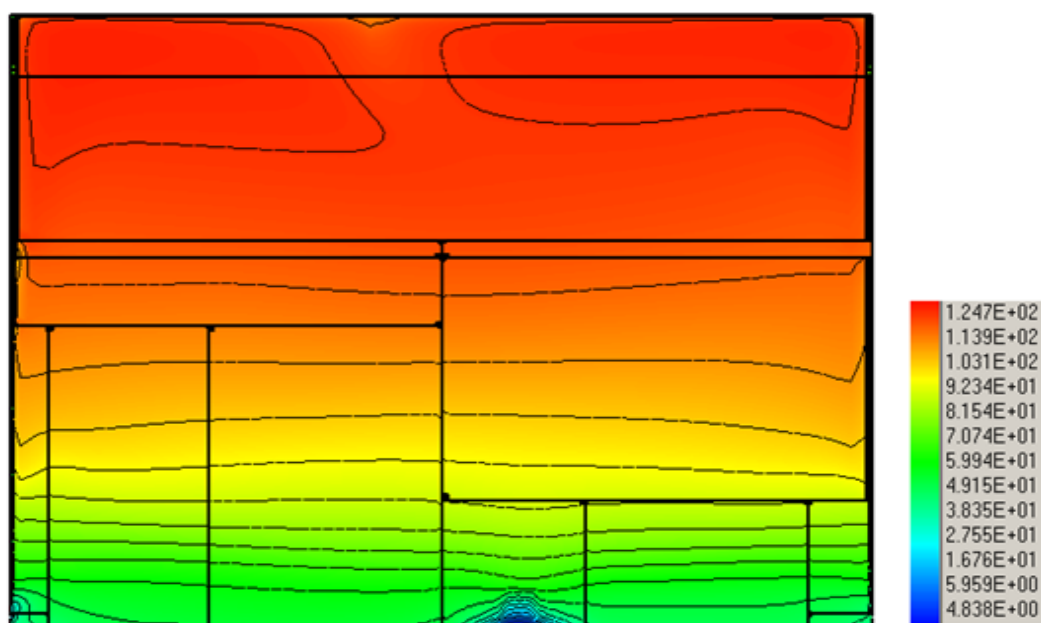


Рисунок 2.28 – Поле температур через 350 секунд, °C

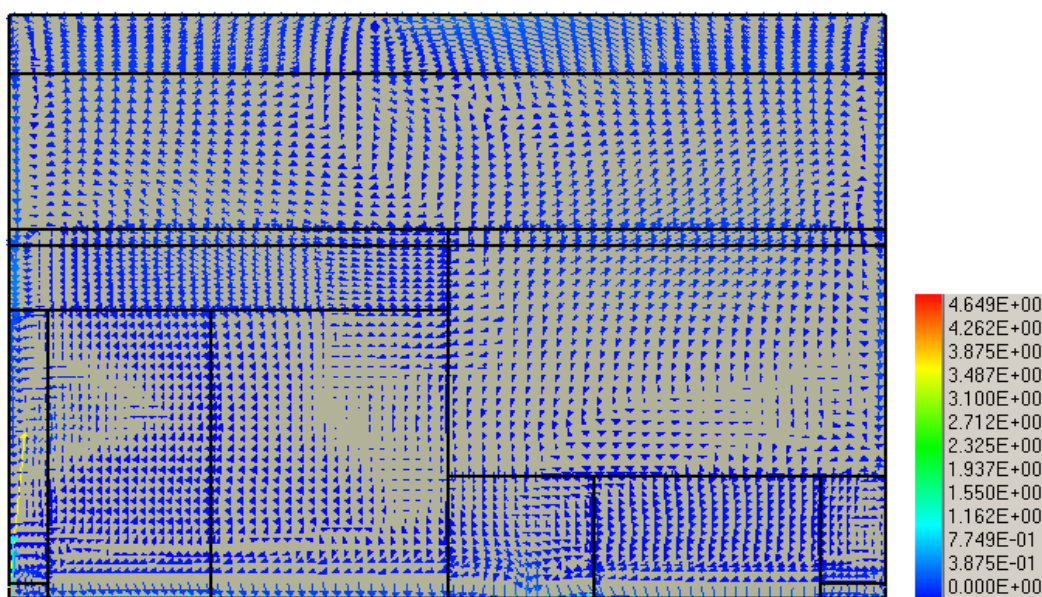


Рисунок 2.29 – Поле скоростей через 350 секунд, м/с

Ниже приведено сравнение результатов расчета с результатами измерений термопар сравнений, Рисунок 2.30 - Рисунок 2.38 на момент окончания расчетов (350 с).

На графиках распределения температуры с течением времени, представленных выше, видно хорошее качественное совпадение результатов с 4-й по 8-ю термопару.

1205

Вблизи пола значения термопар 1-3 немного различны с экспериментом, в расчете максимальное значение температуры выше значения эксперимента, а спад температуры после сгорания гептана происходит более длительное время.

Под потолком значения 9-й и 10-й термопары имеют незначительные расхождения с экспериментом.

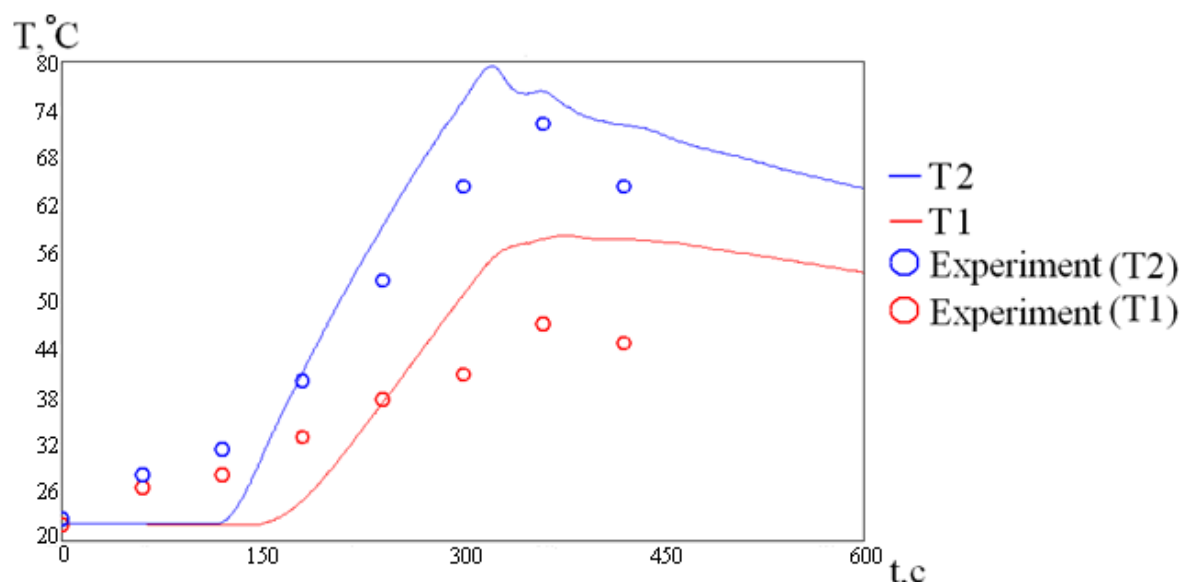


Рисунок 2.30 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 1-й и 2-й термопар

1210

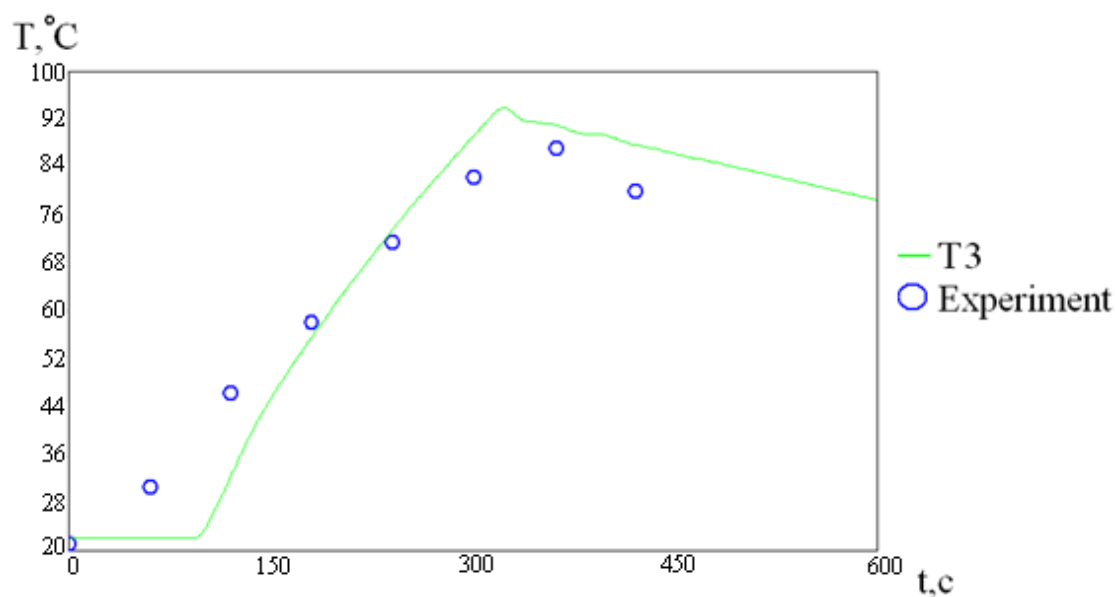


Рисунок 2.31 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 3-й термопары

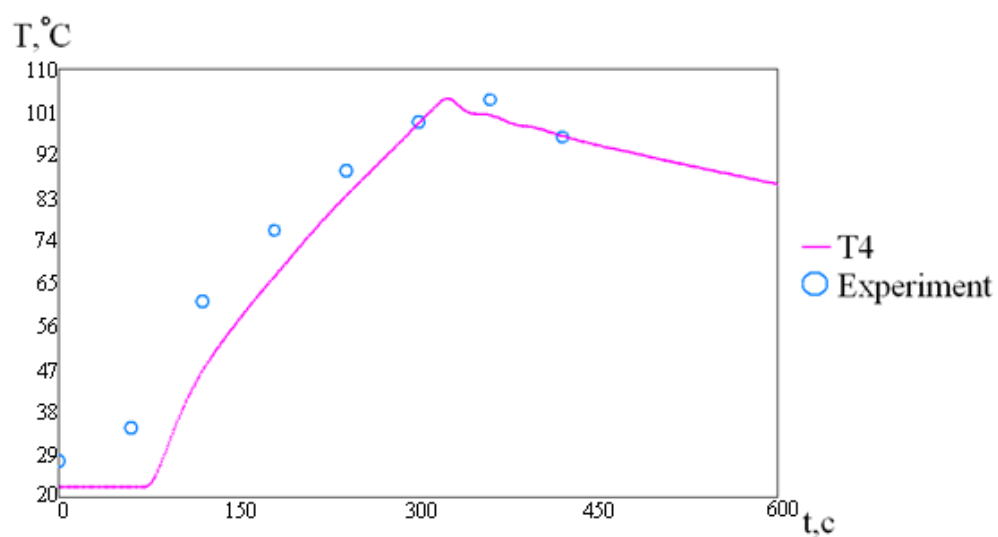


Рисунок 2.32 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 4-й термопары

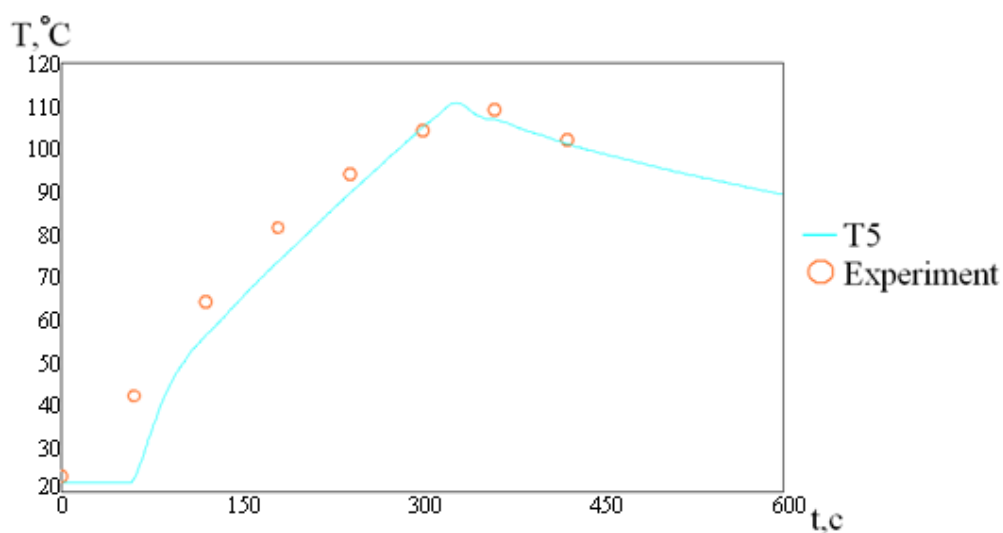


Рисунок 2.33 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 5-й термопары

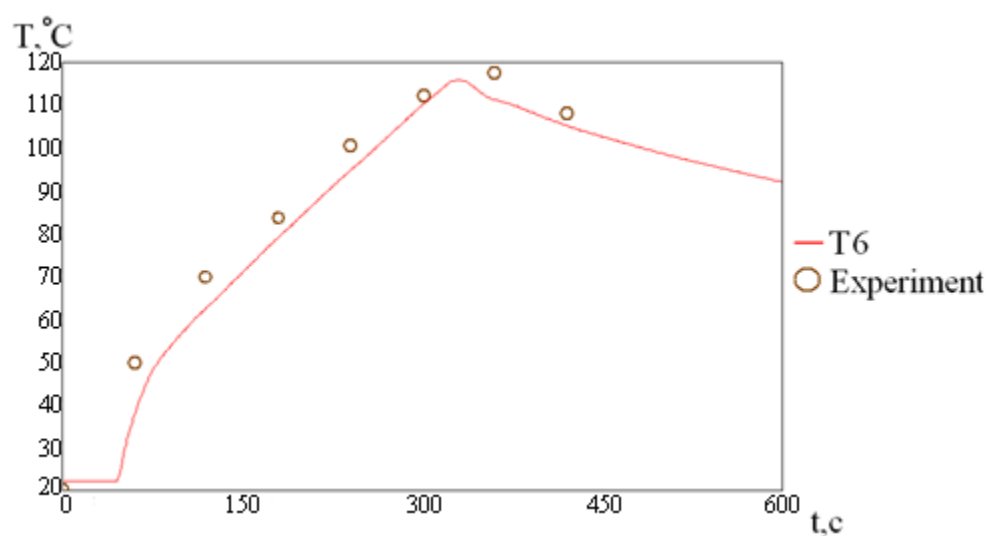
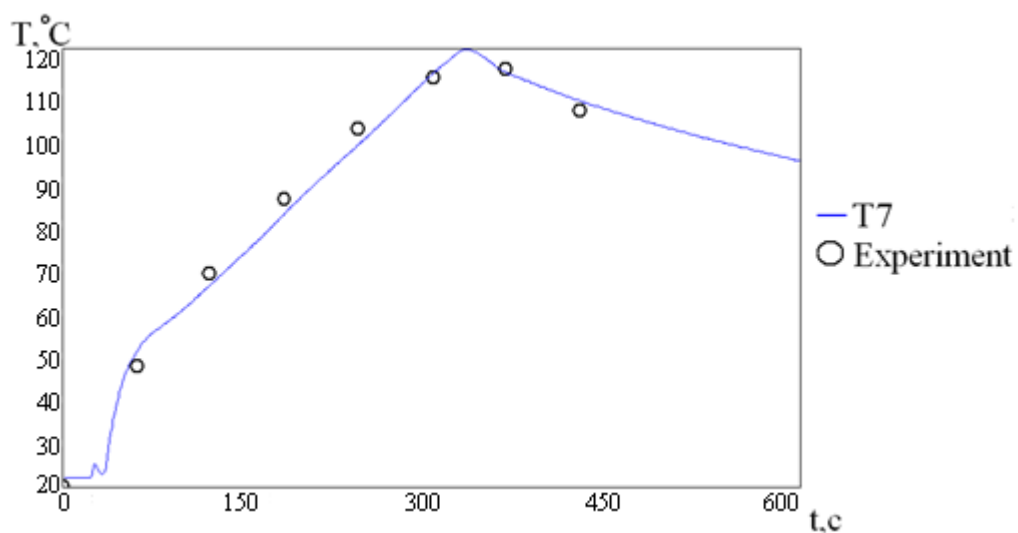


Рисунок 2.34 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 6-й термопары



1220 Рисунок 2.35 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 7-ой термопары

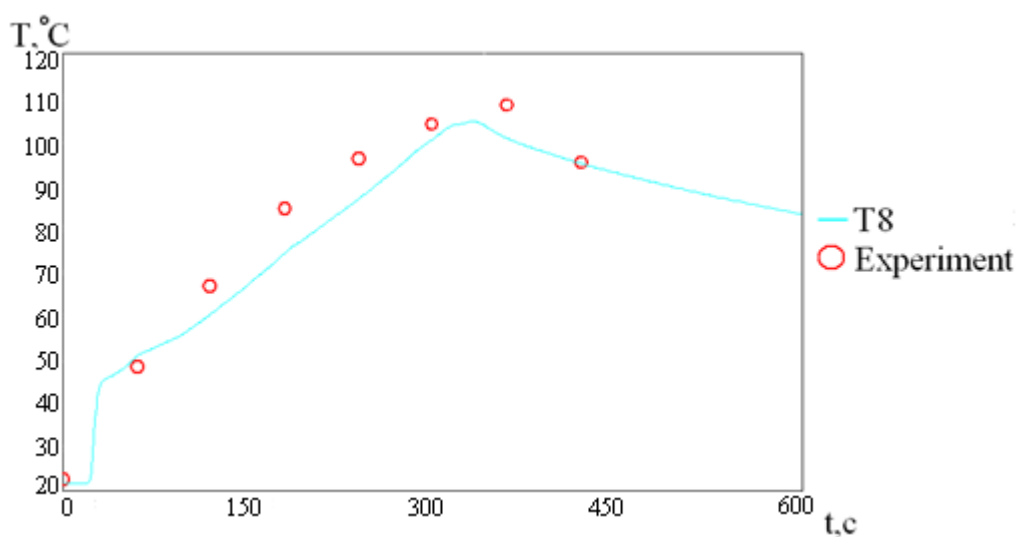


Рисунок 2.36 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 8-й термопары

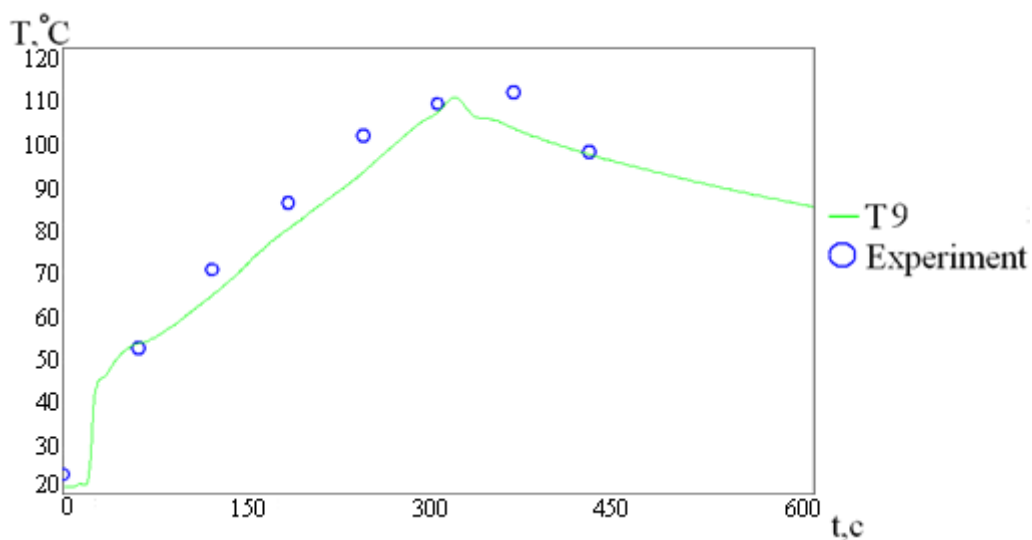


Рисунок 2.37 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 9-й термопары

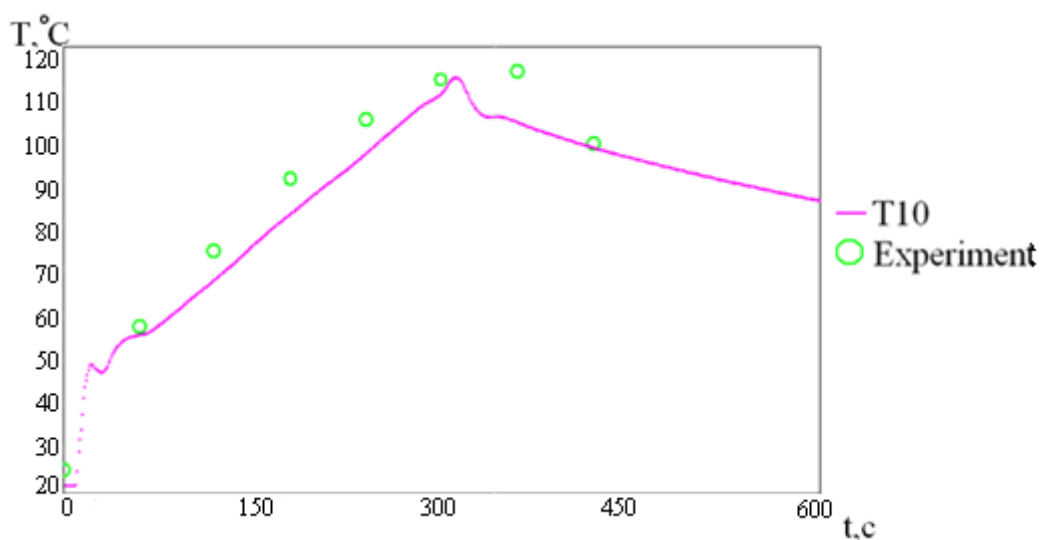


Рисунок 2.38 – Сравнение показаний расчета с экспериментом 10-й термопары

2.5. Тест 4: моделирование развития пожара в комнате.

Тестовая задача «Комната Стеклера» (Steckler room) является стандартным тестом для проверки математических моделей развития пожара. На основе данного теста оценивается способность модели предсказывать распределение полей температуры и скорости через 200 сек. от возгорания в случае стационарного теплового источника при сравнительно малом объеме помещения. Тепловой источник представляет собой метановую горелку мощностью 62,9кВт. Комната, в которой располагалась горелка, имеет дверной проем, расположенный по центру комнаты на одинаковом расстоянии от обеих стен. Стены и потолок покрыты керамическим изоляционным волокном, Рисунок 2.39.

Моделирование проводилось с различными моделями турбулентности, например, *M-SST*-модель, *k-e*-модель, *Chen*-модель. Для химического реагирования применялись гибридная модель, а также модель *EBU* (*eddy break up model*).

В целях получения корректных граничных условий на выходе из комнаты результатов геометрия задачи была модифицирована. Модификация заключается в построении дополнительной открытой области примыкающей к комнате. Данная конструкция позволяет учитывать область прилегающую к комнате, которая также оказывает влияние на структуру течения. На всех стенках дополнительной области,

кроме пола, задавались условия выхода. Итоговая сетка состояла из ~ 12 000 ячеек
Рисунок 2.40.

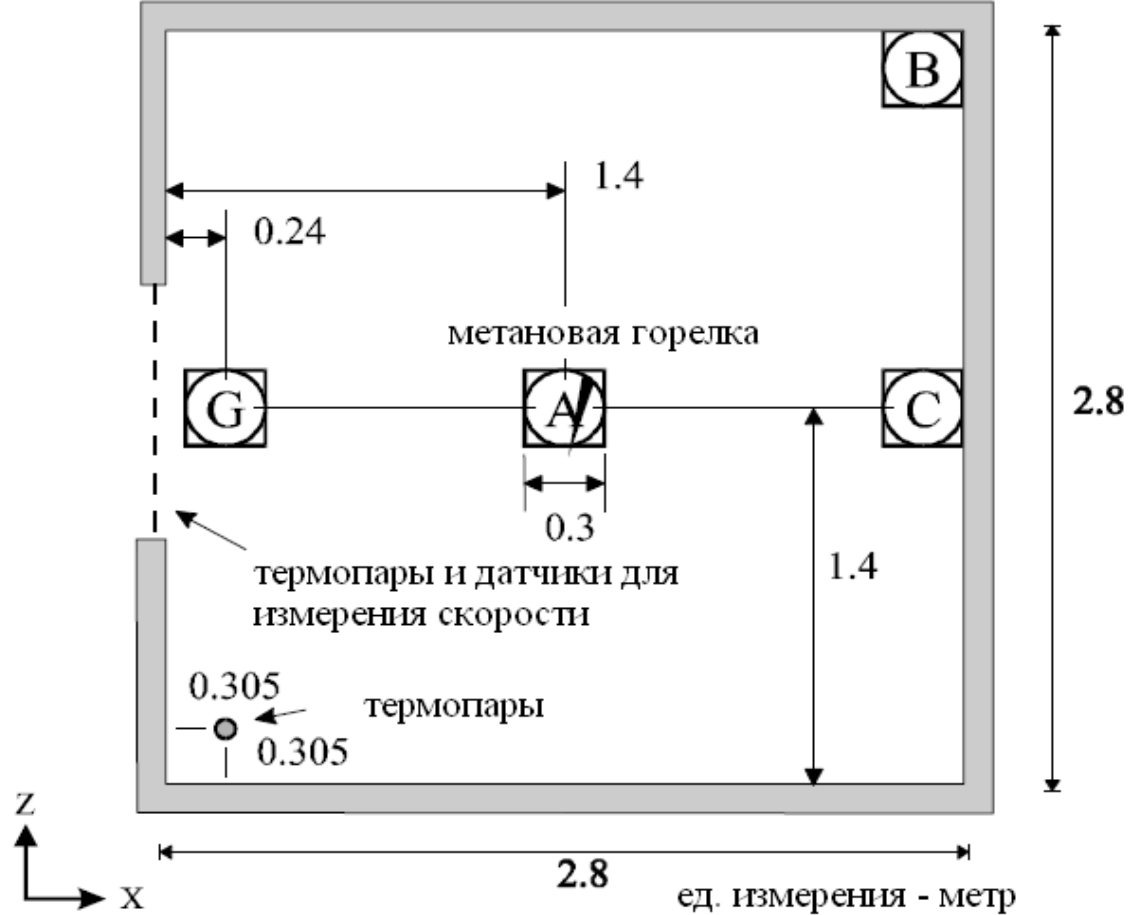


Рисунок 2.39 – Геометрия комнаты, постановка задачи

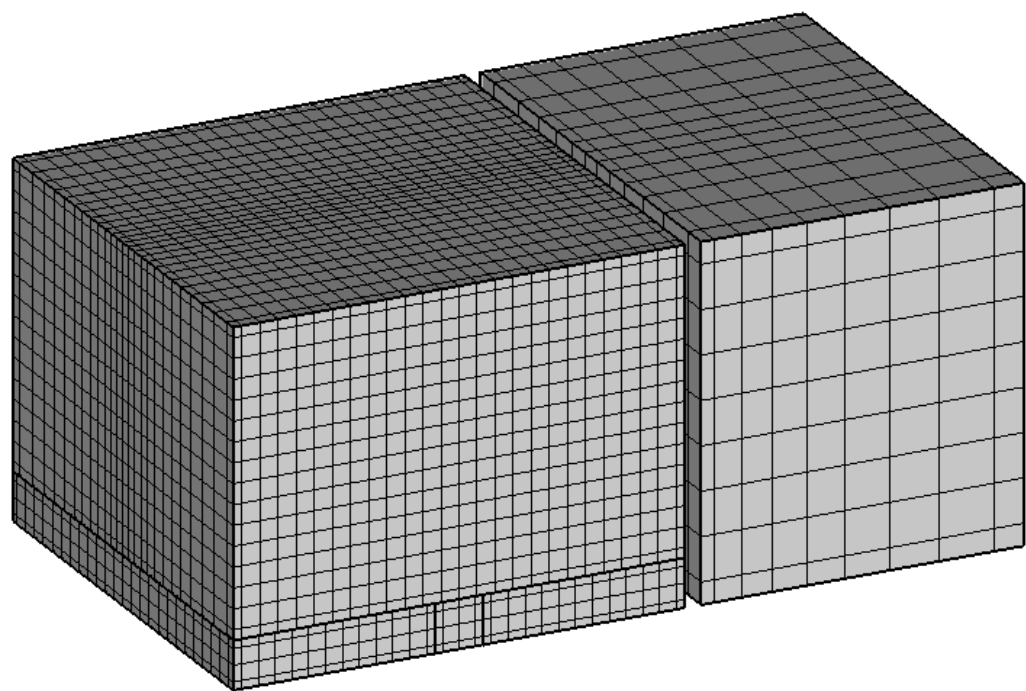
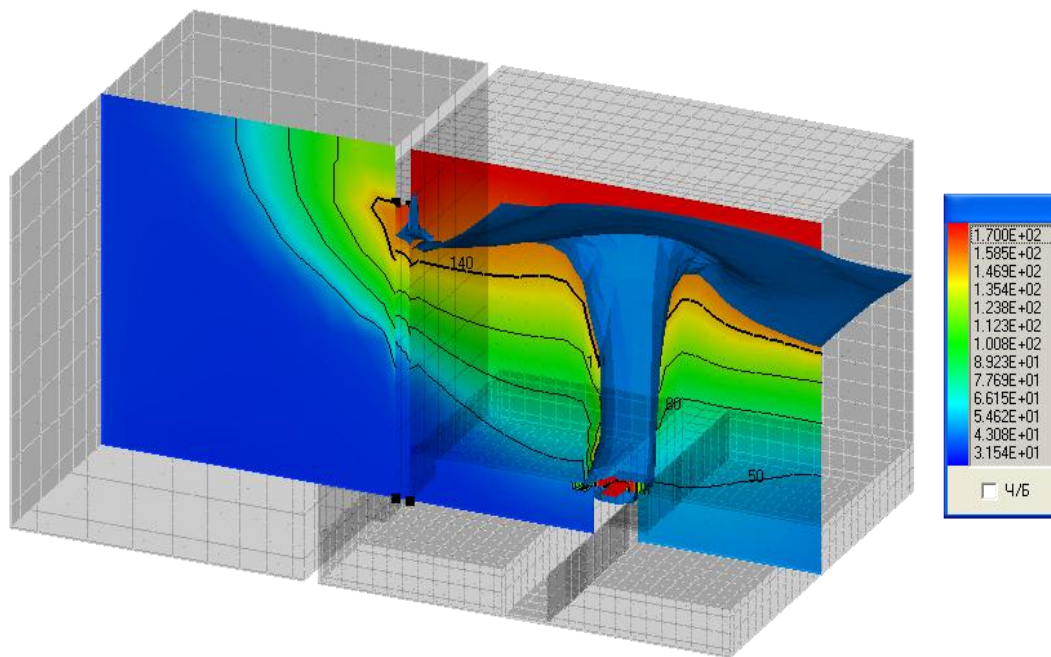


Рисунок 2.40 – Геометрия и расчетная сетка

1255

Ниже представлены результаты расчета на 200-ой секунде: поля температуры и скорости. На рисунках представленных выше наглядно видно как поток тепла от метановой горелки смещается влево за счет подсасывания холодного воздуха из дверного проема в комнату, нагретые воздушные массы поднимаясь вверх образуют круговой поток в комнате, за счет чего через верхнюю часть дверного проема выходит нагретый воздух. Но уже спустя 150 секунд, комната прогревается и интенсивность движение воздушных масс постепенно уменьшается.



1260

Рисунок 2.41 – Изоповерхность температуры при 150 °С и поле температуры, °С

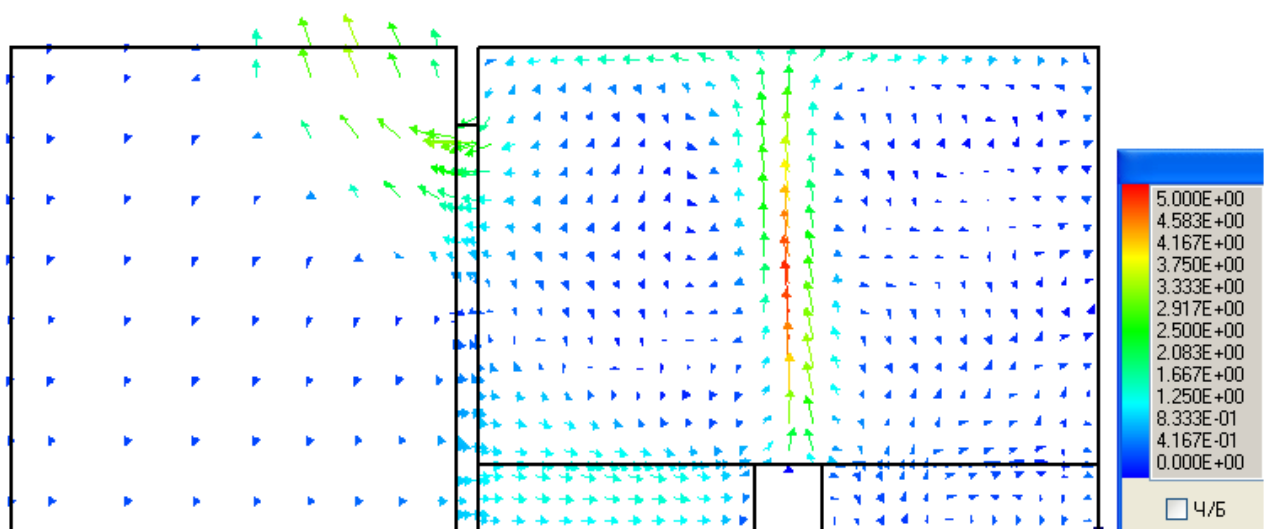


Рисунок 2.42 – Поле скорости, м/с

Также было проведено сравнение результатов расчета с экспериментом, ниже
1265 представлены графики данных сравнений.

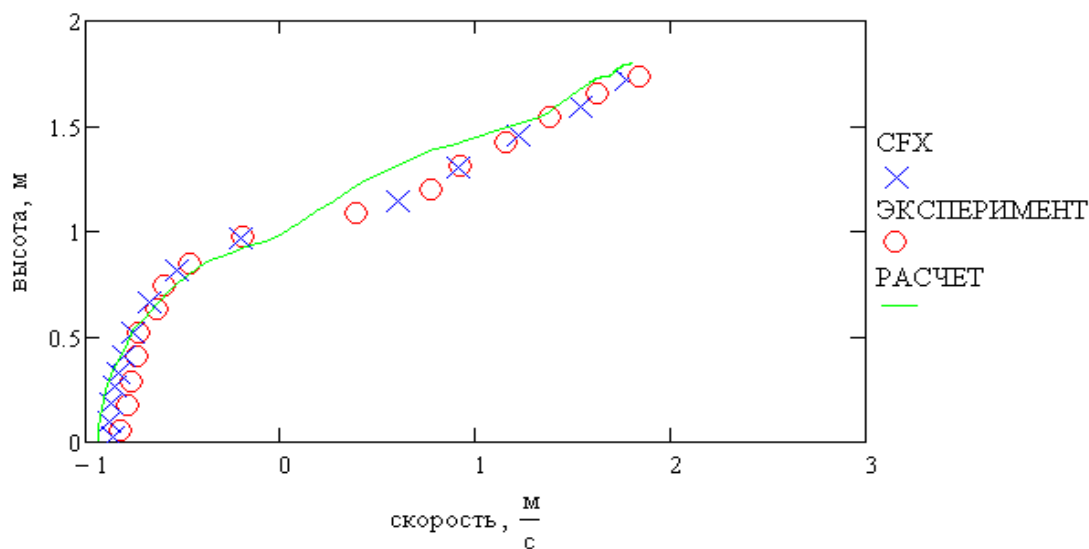
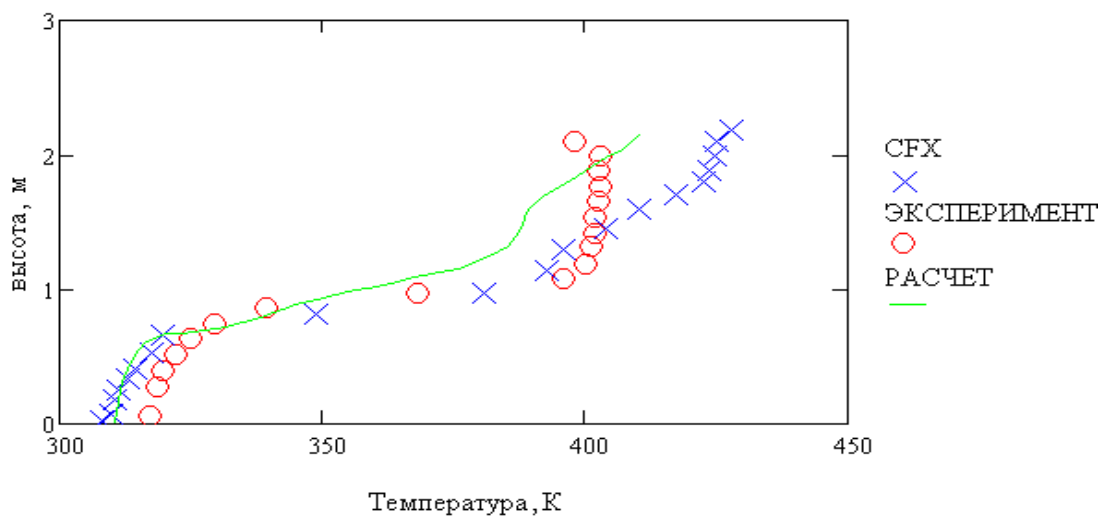


Рисунок 2.43 – Сравнение профиля скоростей на выходе из комнаты



1270 Рисунок 2.44 – Сравнение профиля температур в углу комнаты

На представленных графиках сопоставления расчета с экспериментом видно
хорошее совпадение результатов профиля скоростей на выходе из комнаты, Рисунок
2.43. Значение показаний термопар в углу комнаты имеют расхождение с
1275 экспериментальными данными выше 1.2 м высоты комнаты, Рисунок 2.44.

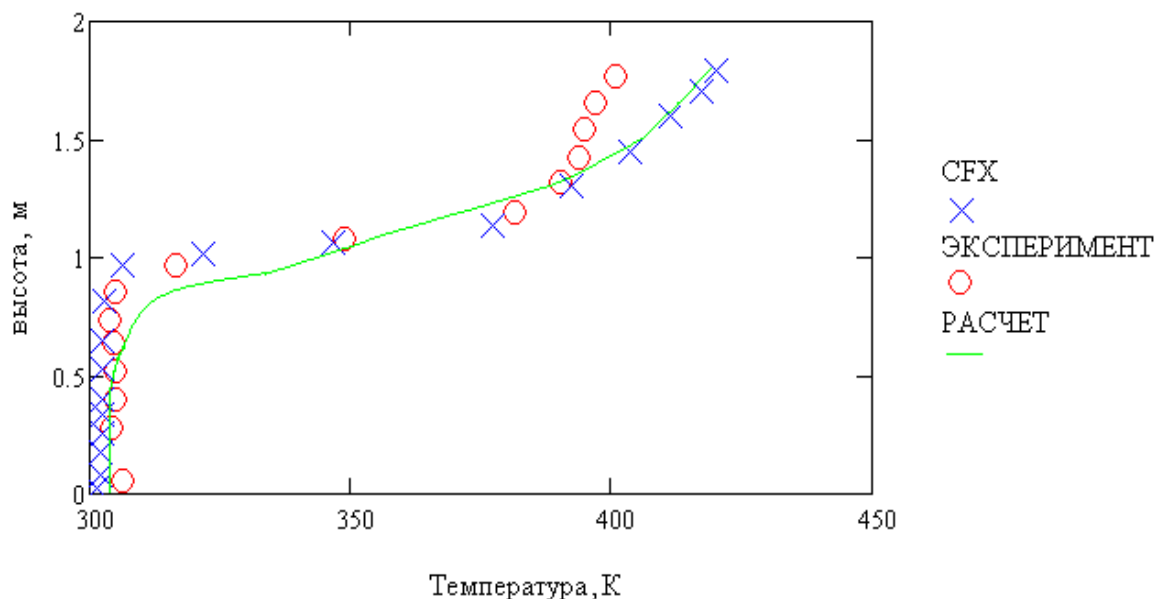


Рисунок 2.45 – Сравнение профиля температур на выходе из комнаты

На графике сравнения поля температур на выходе из комнаты наблюдается совпадение расчета с пакетом моделирования *CFX* и незначительным отклонением от эксперимента выше 1.5 м высоты проема, Рисунок 2.44 - Рисунок 2.44.

2.6. Тест 5: газофазное реагирование метана.

Горение метана сложный термохимический процесс. Существует множество механизмов горения метана в воздухе, начиная от самого простого в одну реакцию и заканчивая более детальными, в котором содержится до 46 реакций.

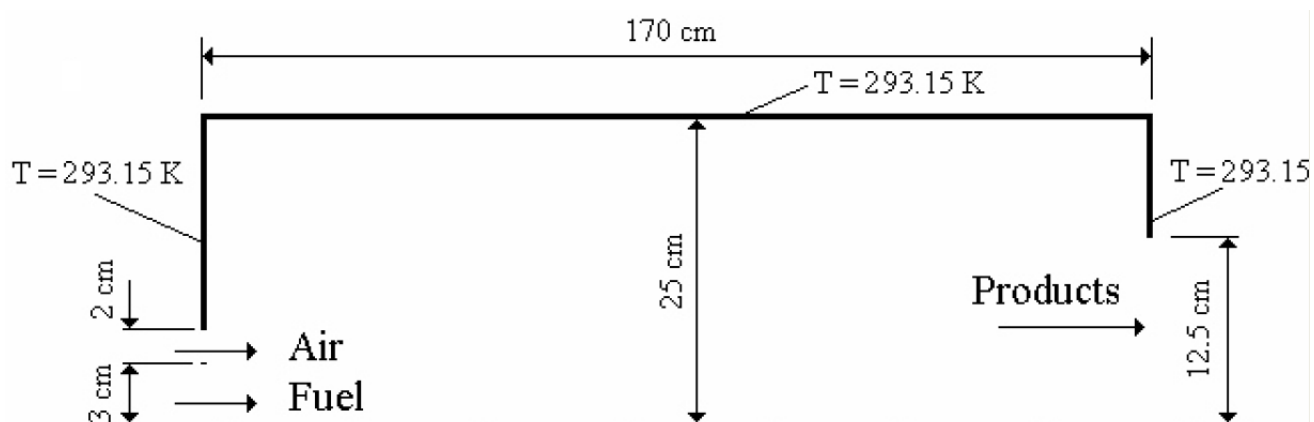


Рисунок 2.46 – Рис. 5.1. Постановка задачи. Геометрия камеры сгорания.

Тестовая задача представляет собой трубу в центральной части одного из торцов которой подается воздух с горючем. Горючее и воздух подаются отдельно. Выход из трубы находится на другом торце и его радиус меньше радиуса самой трубы, Рисунок 2.46.

Состав топлива: CH_4 (90%) и N_2 (10%). В воздухе присутствует 1% водяного пара. Температура топлива 40°C и температура воздуха 50°C . Скорость топлива 7,76 м/с, скорость воздуха – 36,29 м/с. Температура стенок – 20°C . Величины интенсивности турбулентности I и масштаба турбулентных пульсаций l соответственно равны: для топлива – $I=0,05$ и $l=0,0042$, для воздуха – $I=0,03$ и $l=0,0014$. Коэффициент динамической вязкости $\mu=2,97\cdot 10^{-5}$ Па·с, коэффициент диффузии $D=2,88\cdot 10^{-5}$ м²/с.

При проведении данного теста использовались несколько механизмов реагирования метана, согласно статье «Numerical Simulation the Combustion of Methane and Air in a Cylindrical Chamber» C. V. da Silva et al.

1 глобальная реакция: $\text{CH}_4+2\text{O}_2\rightarrow\text{CO}_2+2\text{H}_2\text{O}$.

Энергия активации: $E_k=1\cdot 10^8$ Дж/кмоль

Предэкспоненциальный множитель: $A=1\cdot 10^{12}$ кмоль/(м³·с)

Степень температуры: $\beta=0$

Степень компонент: $\gamma_{\text{CH}_4}=1$, $\gamma_{\text{O}_2}=1$

2 глобальные реакции: 1) $2\text{CH}_4+3\text{O}_2\rightarrow 2\text{CO}+4\text{H}_2\text{O}$,

2) $2\text{CO}+\text{O}_2\rightarrow 2\text{CO}_2$.

1) Энергия активации: $E_k=2,03\cdot 10^8$ Дж/кмоль.

Предэкспоненциальный множитель: $A=2,8\cdot 10^{12}$ кмоль/(м³·с).

Степень температуры: $\beta=0$.

Степень компонент: $\gamma_{\text{CH}_4}=-0,3$, $\gamma_{\text{O}_2}=1,3$.

2) Энергия активации: $E_k=1,67\cdot 10^8$ Дж/кмоль.

Предэкспоненциальный множитель: $A=2,91\cdot 10^{12}$ кмоль/(м³·с).

Степень температуры: $\beta=0$.

Степень компонент: $\gamma_{\text{CO}}=1$, $\gamma_{\text{O}_2}=0,25$.

Также был рассмотрен механизм горения метана из 3 глобальных реакций,
1320 согласно работе «Comparison of Different Global Reaction Mechanisms for Mild
Combustion of Natural Gas» Ju Pyo Kim et al.

3 глобальные реакции: 1) $2\text{CH}_4 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{CO} + 4\text{H}_2$,
2) $\text{CO} + 0,5\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$,
3) $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$.

1325 1) Энергия активации: $E_k = 1,64 \cdot 10^8$ Дж/кмоль.
Предэкспоненциальный множитель: $A = 7,5 \cdot 10^{15}$ кмоль/(м³·с).
Степень температуры: $\beta = -1$.
Степень компонент: $\gamma_{\text{CH}_4} = 0,5$, $\gamma_{\text{O}_2} = 1,25$.

1330 2) Энергия активации: $E_k = 1,67 \cdot 10^8$ Дж/кмоль.
Предэкспоненциальный множитель: $A = 2,91 \cdot 10^{12}$ кмоль/(м³·с).
Степень температуры: $\beta = 0$.
Степень компонент: $\gamma_{\text{CO}} = 1$, $\gamma_{\text{O}_2} = 0,25$.

1335 3) Предэкспоненциальный множитель: $A \rightarrow \infty$.
Степень температуры: $\beta = 0$.
Степень компонент: $\gamma_{\text{H}_2} = 1$, $\gamma_{\text{O}_2} = 1$.

4 глобальные реакции: 1) $\text{CH}_4 + 0,5\text{O}_2 \rightarrow \text{CO} + 2\text{H}_2$,
2) $\text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO} + 3\text{H}_2$,
3) $\text{CO} + 0,5\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$,
4) $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$.

1340 1) Энергия активации: $E_k = 1,26 \cdot 10^8$ Дж/кмоль.
Предэкспоненциальный множитель: $A = 4,4 \cdot 10^{11}$ кмоль/(м³·с).
Степень температуры: $\beta = 0$.
Степень компонент: $\gamma_{\text{CH}_4} = 0,5$, $\gamma_{\text{O}_2} = 1,25$.

1345 2) Энергия активации: $E_k = 1,26 \cdot 10^8$ Дж/кмоль.
Предэкспоненциальный множитель: $A = 3,1 \cdot 10^8$ кмоль/(м³·с).
Степень температуры: $\beta = 0$.
Степень компонент: $\gamma_{\text{CH}_4} = 1$, $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 1$.

3) Энергия активации: $E_k=6,69 \cdot 10^7$ Дж/кмоль.

1350 Предэкспоненциальный множитель: $A=2,5 \cdot 10^8$ кмоль/(м³·с).

Степень температуры: $\beta=0$.

Степень компонент: $\gamma_{CO}=1, \gamma_{O_2}=0,3$.

4) Энергия активации: $E_k=1,46 \cdot 10^8$ Дж/кмоль.

Предэкспоненциальный множитель: $A=7,9 \cdot 10^{10}$ кмоль/(м³·с).

1355 Степень температуры: $\beta=0$.

Степень компонент: $\gamma_{H_2}=1, \gamma_{O_2}=0,5$.

Для описания реагирования в турбулентных течениях с большим временем перемешивания применяется гибридная модель, использующая два механизма определения скорости реакции: кинетическая модель (KINETIC), в которой скорость горения реагента определяется соотношением Аррениусовского типа, и модель «обрыва вихря/Eddy Break Up» (EBU), в которой скорость горения ограничивается скоростью турбулентного перемешивания топлива и окислителя. По этой модели в качестве результирующей скорости выбирается наименьшая из скоростей:

$$R = \min(R_{KIN}, R_{EBU}) .$$

1365 Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными и расчетом, представленными в работе «Numerical Simulation the Combustion of Methane and Air in a Cylindrical Chamber» C. V. da Silva et al, а также с расчетом, проведенным в программе Fluent.

1370 Реакция горения водорода очень быстро протекает, поэтому в этом случае в качестве модели реагирования использовалась модель EBU.

Сравнение результатов вычислений проводилось по осевым распределениям характеристик: температуры, массовые концентрации компонент.

1375 На Рисунок 2.47 – Рисунок 2.51 представлены графики распределения различных характеристик вдоль оси. Проводилось сравнение результатов расчетов, выполненных в «Сигма ПБ» (SifmaFire), Fluent, Silva et al и экспериментальных данных. Во всех расчетных случаях модель химического реагирования была Hybrid. Механизм горение метана был выбран двухстадийный.

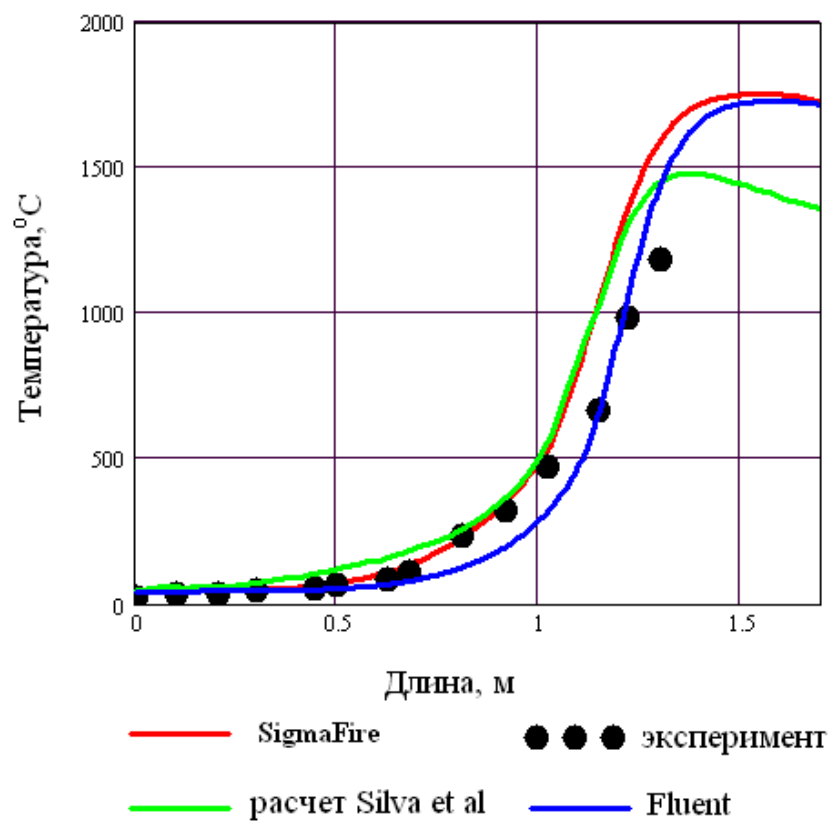


Рисунок 2.47 – Осевое распределение температуры.

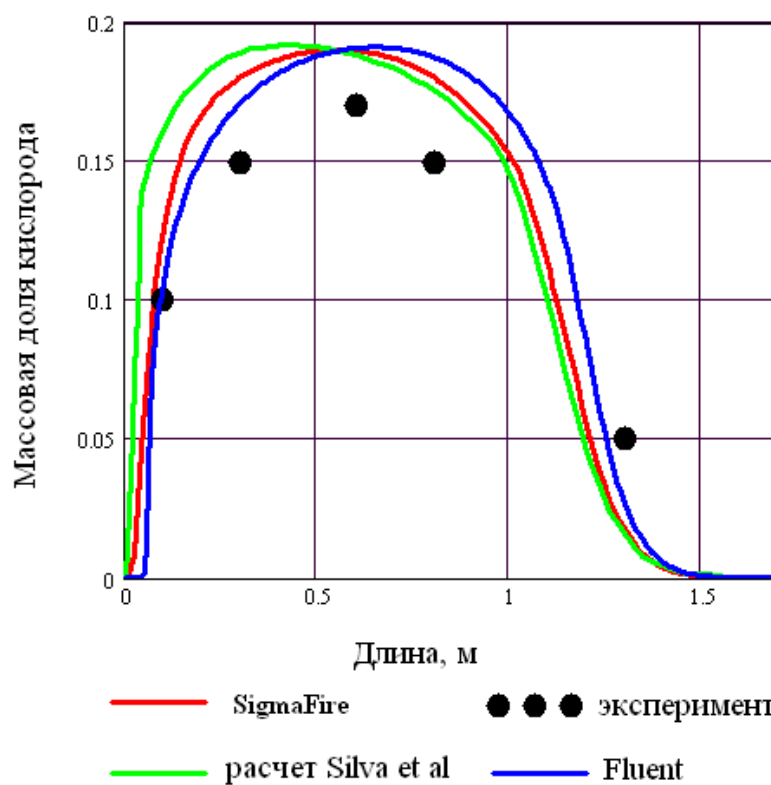


Рисунок 2.48 – Осевое распределение массовой концентрации кислорода.

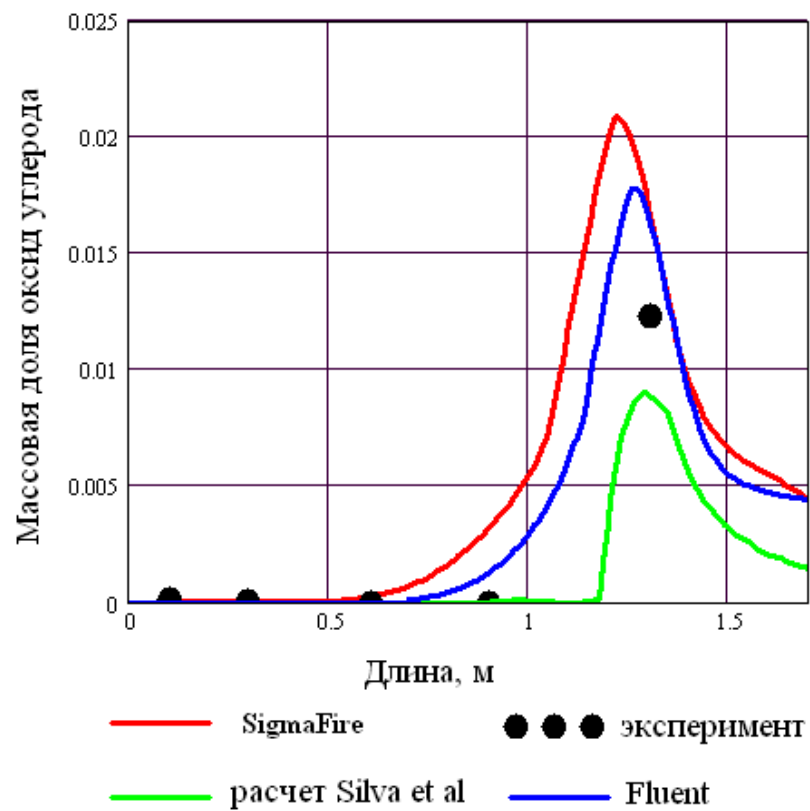


Рисунок 2.49 – Осевое распределение массовой концентрации оксида углерода

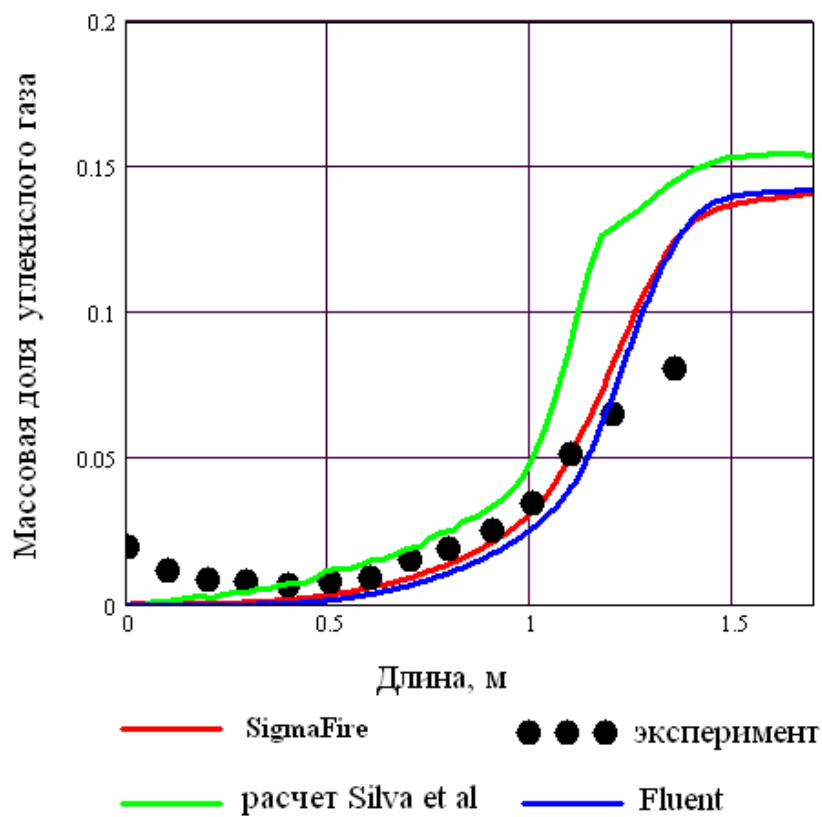


Рисунок 2.50 – Осевое распределение массовой концентрации углекислого газа

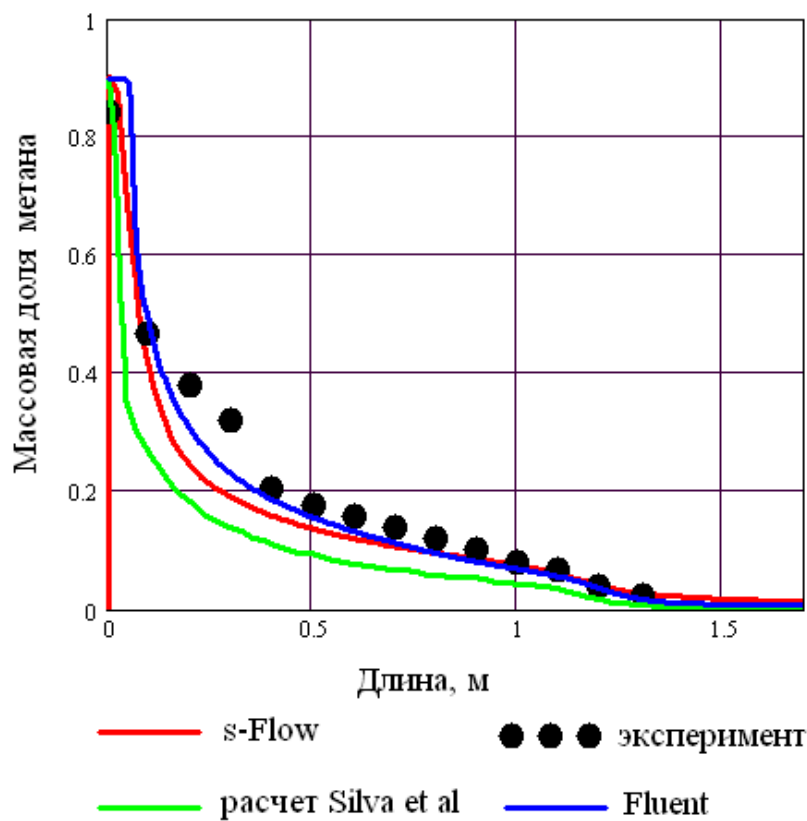


Рисунок 2.51 – Осевое распределение массовой концентрации метана

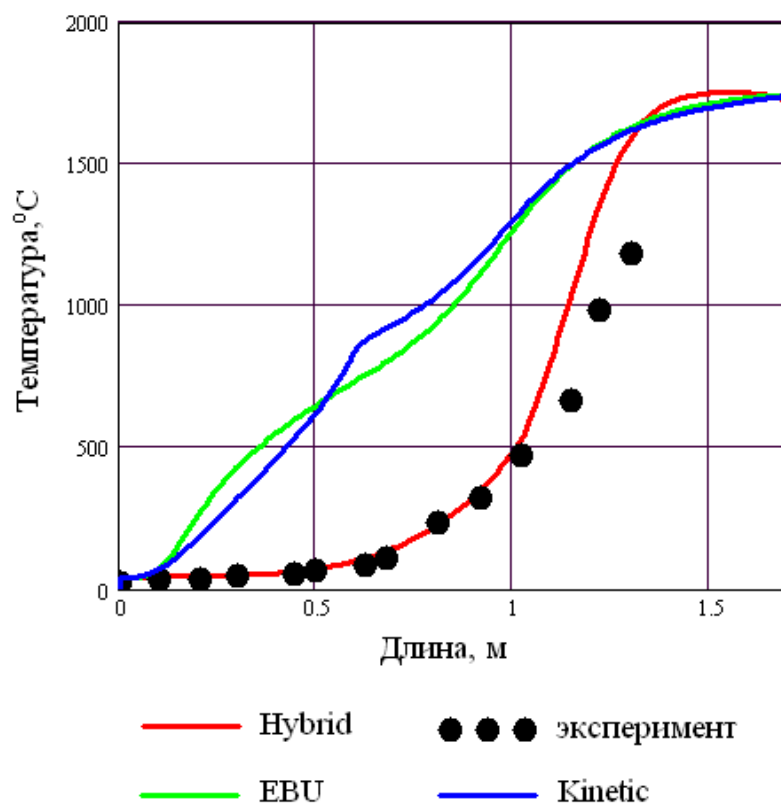


Рисунок 2.52 – Осевое распределение температуры

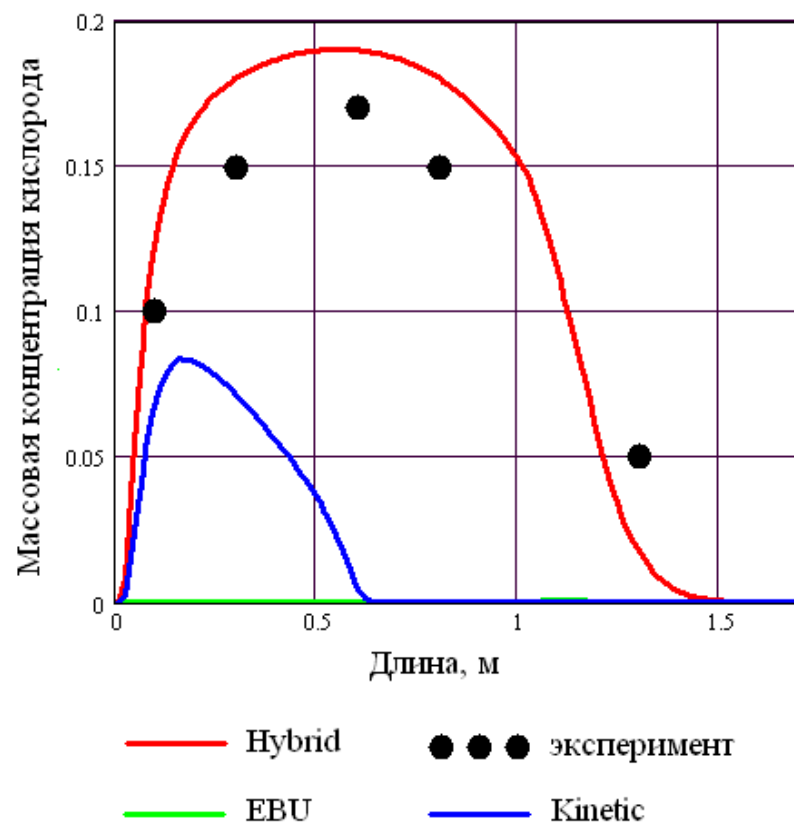


Рисунок 2.53 – Осевое распределение массовой концентрации кислорода

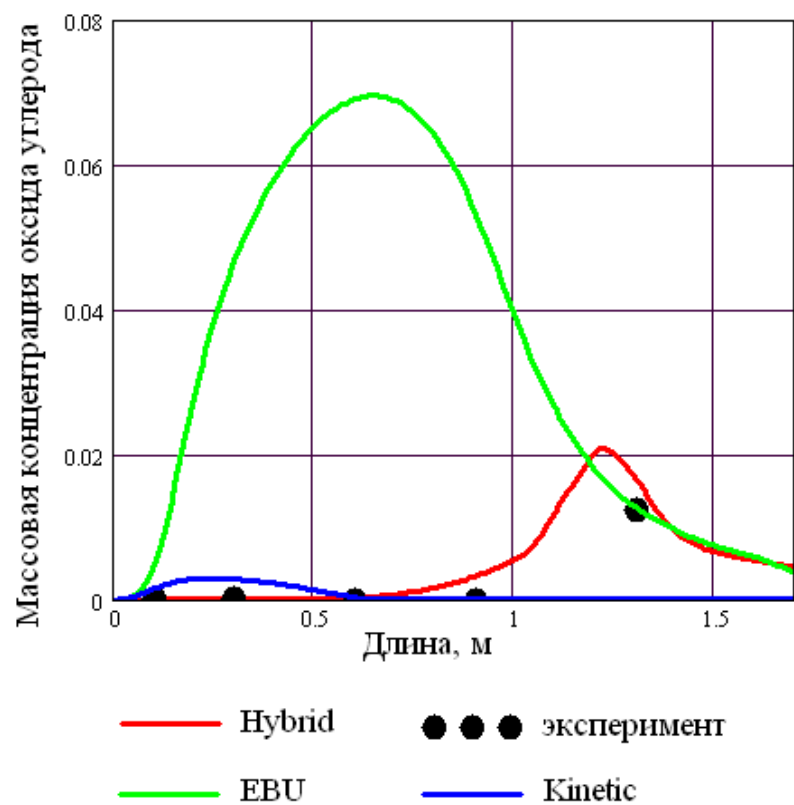


Рисунок 2.54 – Осевое распределение массовой концентрации оксида углерода

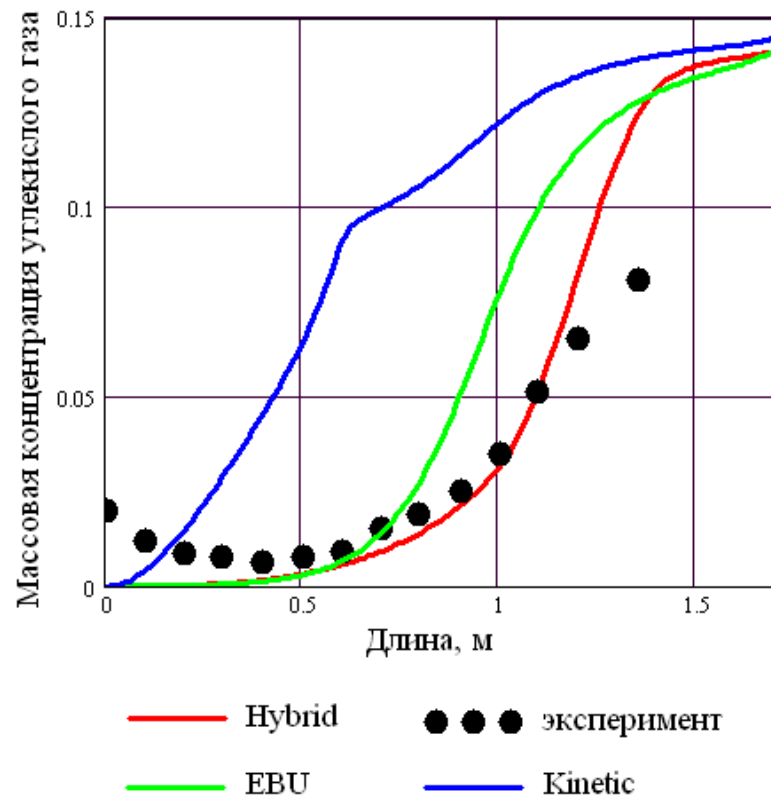


Рисунок 2.55 – Осевое распределение массовой концентрации углекислого газа

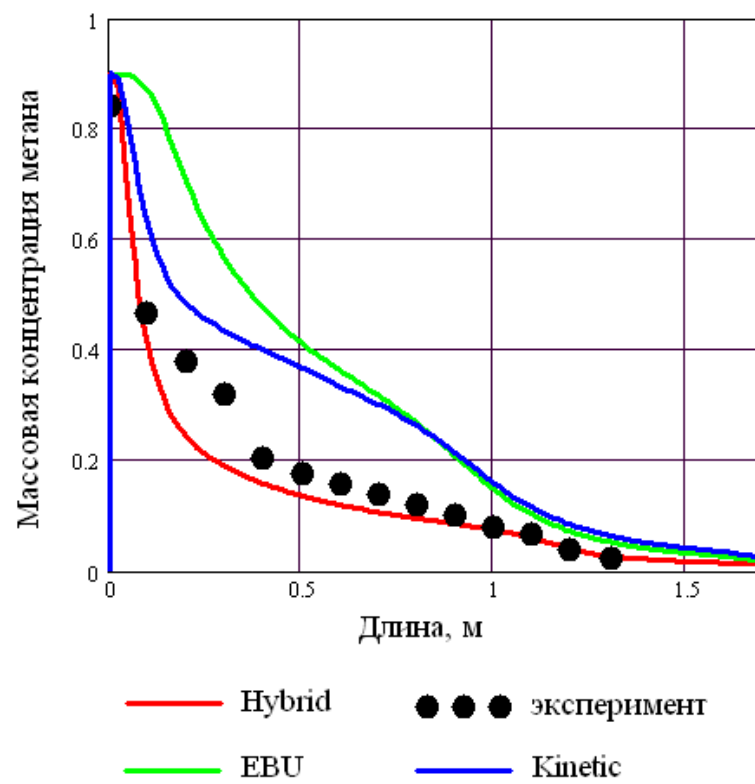


Рисунок 2.56 – Осевое распределение массовой концентрации метана

На Рисунок 2.52 – Рисунок 2.56 представлены графики распределения различных характеристик вдоль оси. Проводилось сравнение результатов расчетов в «Сигма ПБ» (SigmaFire), выполненных в различных моделях реагирования. 1405 Механизм горение метана: 2 глобальные реакции. Сравнивались следующие модели: Hybrid, EBU, Kinetic.

На Рисунок 2.57 – Рисунок 2.65 представлены графики распределения различных характеристик вдоль оси. Проводилось сравнение результатов расчетов (расчет в SigmaFire), выполненных при различных механизмах горения метана. Во 1410 всех случаях модель реагирования была Hybrid.

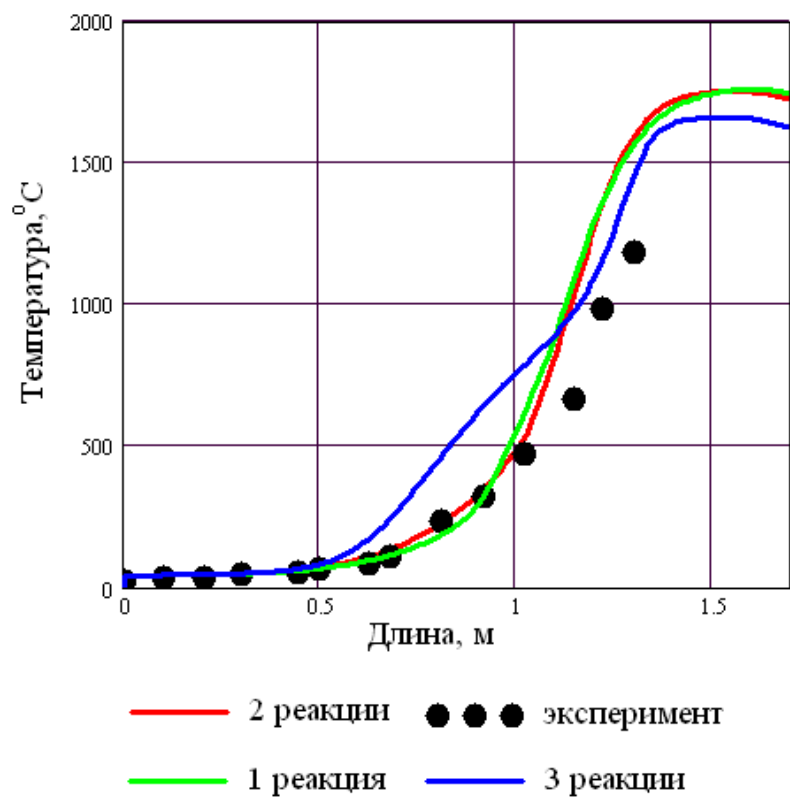


Рисунок 2.57 – Осевое распределение температуры (в сравнении с 3 реакциями)

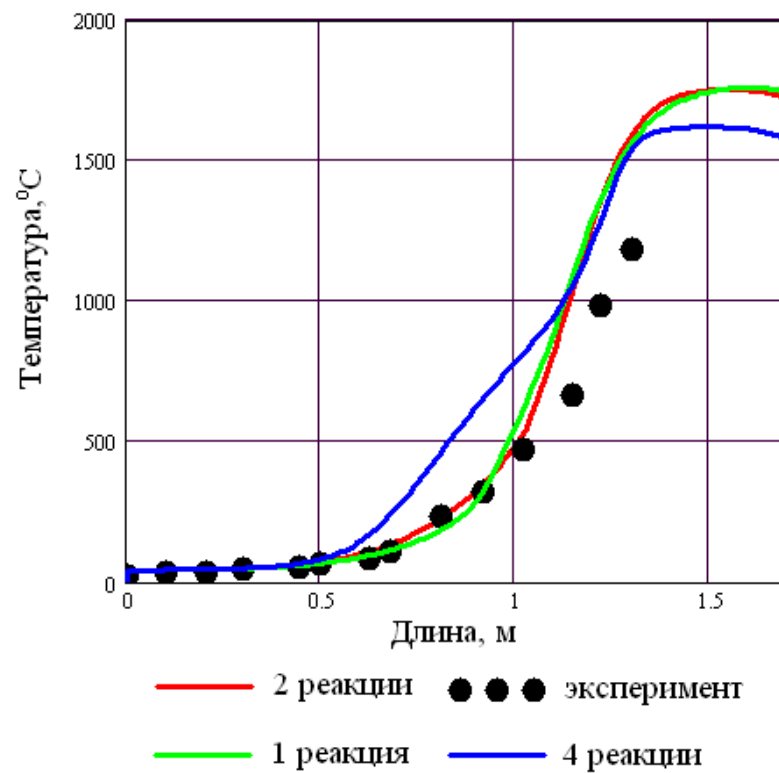


Рисунок 2.58 – Осевое распределение температуры (в сравнении с 4 реакциями)

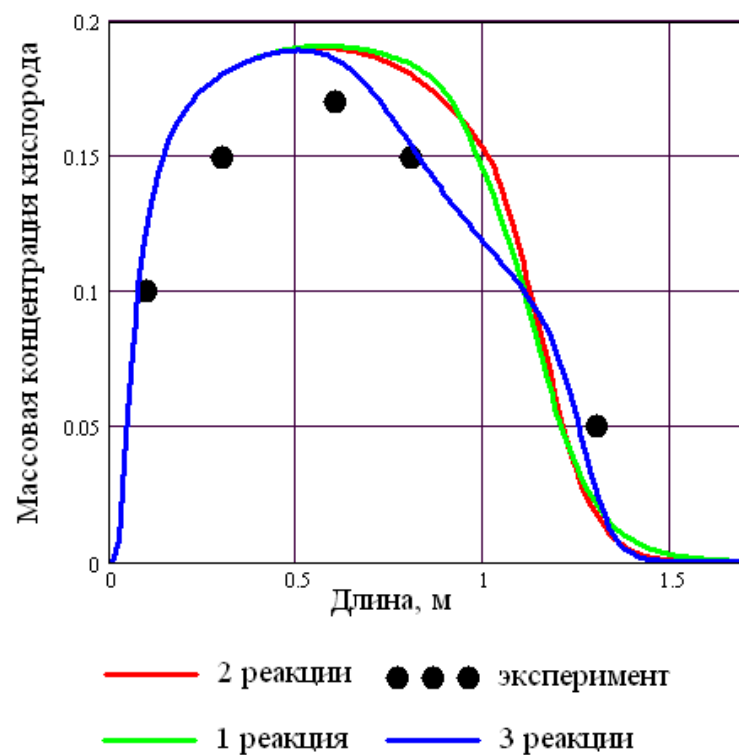


Рисунок 2.59 – Осевое распределение массовой концентрации кислорода (в сравнении с 3 реакциями)

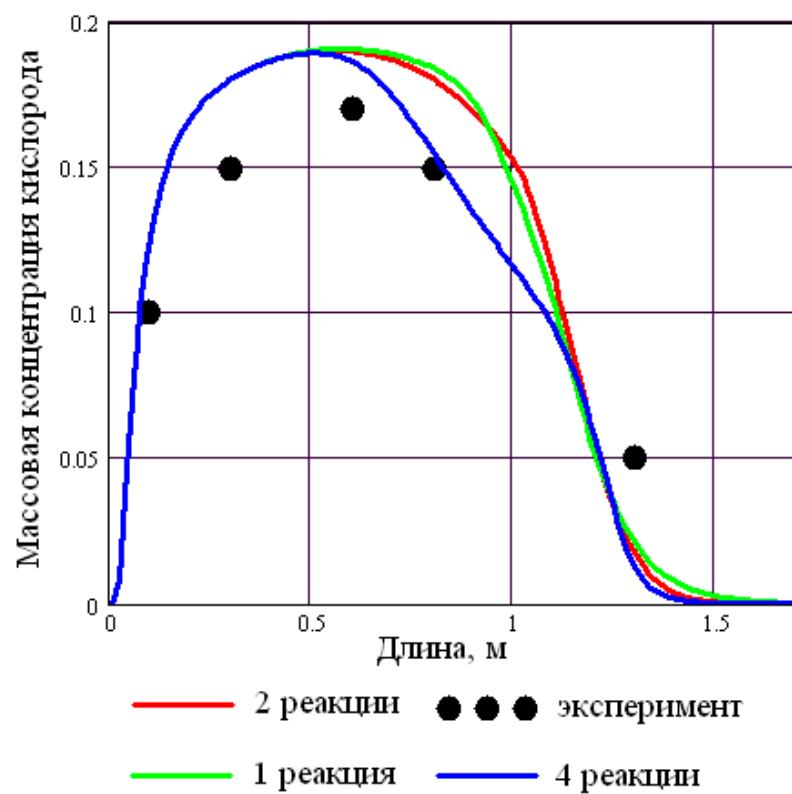


Рисунок 2.60 – Осевое распределение массовой концентрации кислорода (в сравнении с 4 реакциями)

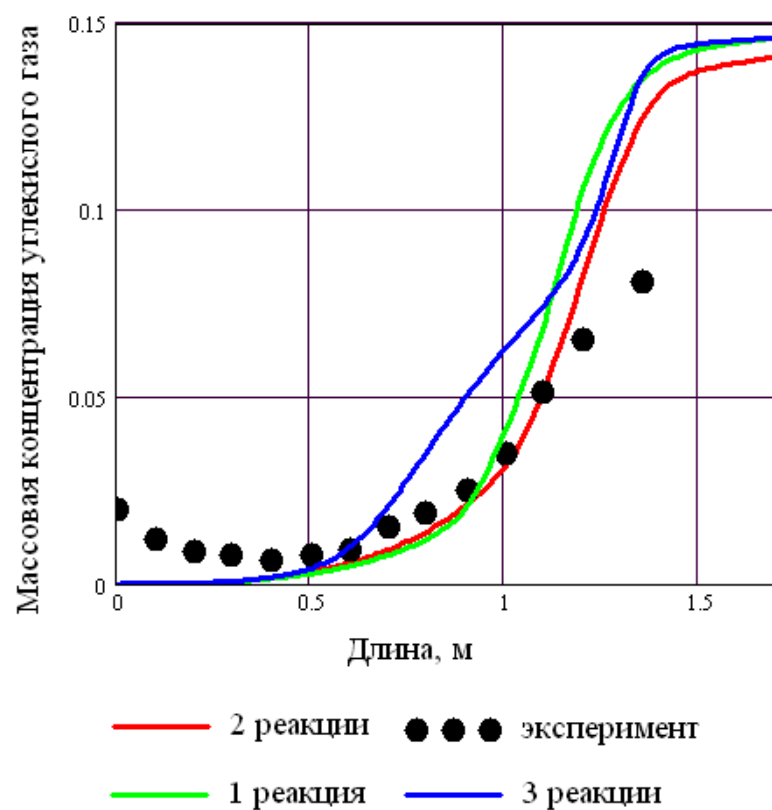


Рисунок 2.61 – Осевое распределение массовой концентрации углекислого газа (в сравнении с 3 реакциями).

1430

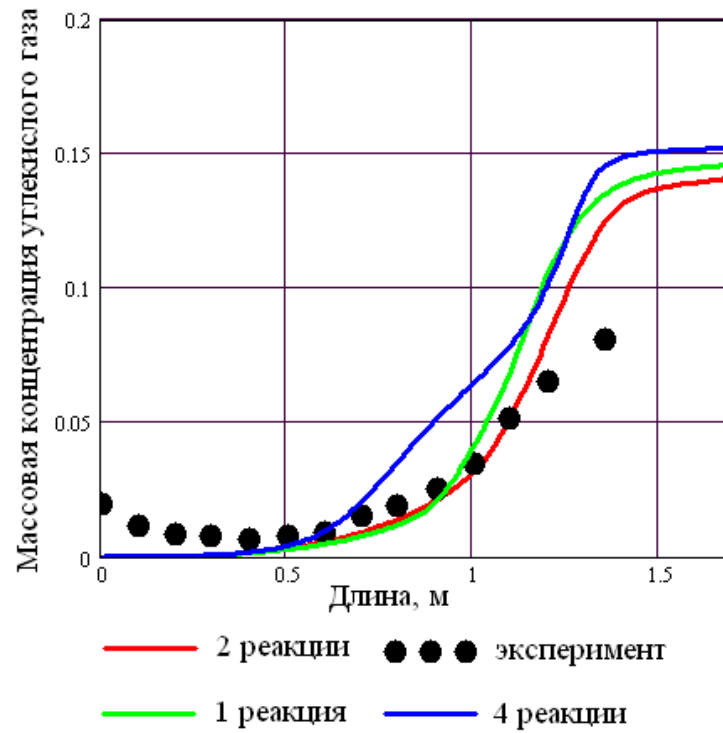


Рисунок 2.62 – Осевое распределение массовой концентрации углекислого газа (в сравнении с 4 реакциями).

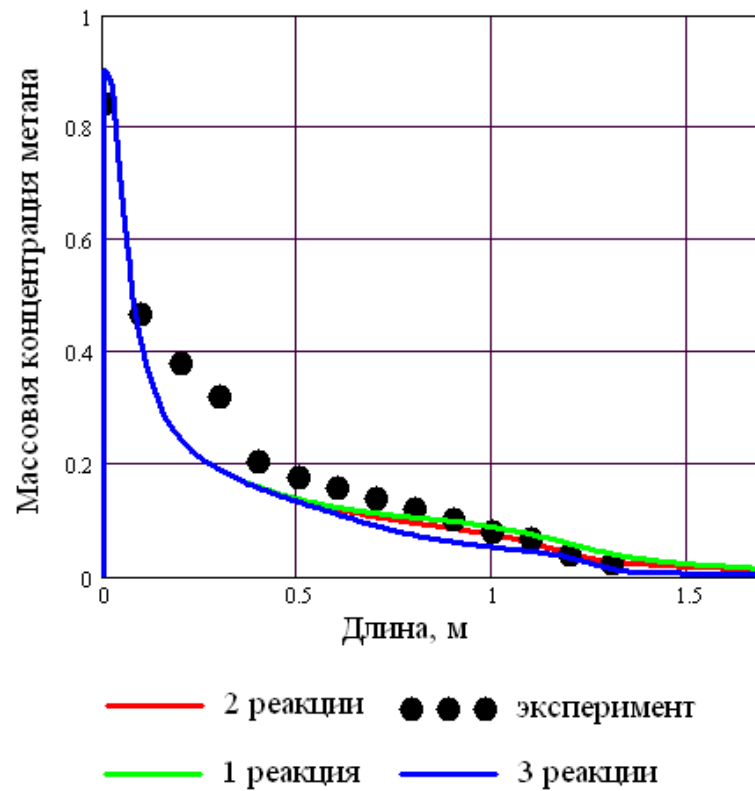


Рисунок 2.63 – Осевое распределение массовой концентрации метана (в сравнении с 3 реакциями).

1435

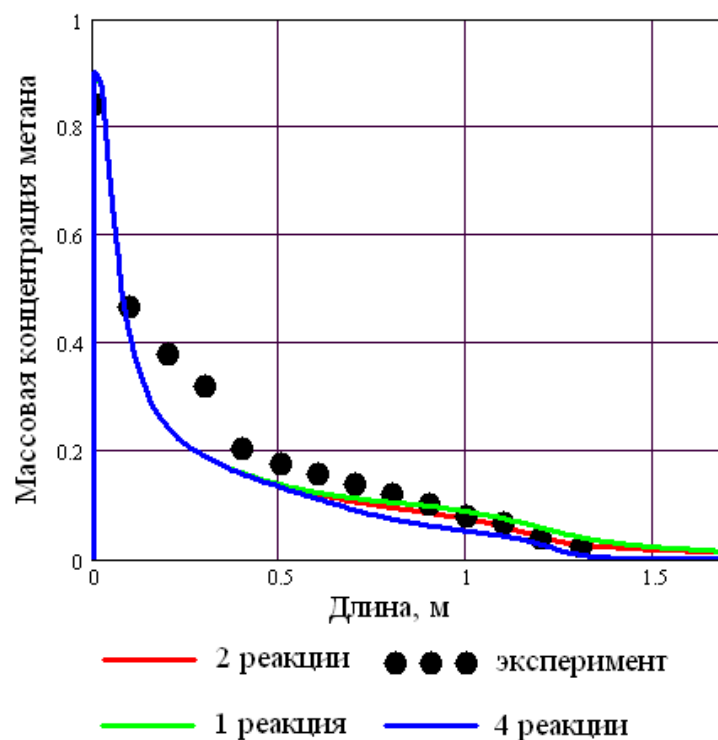


Рисунок 2.64 – Осевое распределение массовой концентрации метана (в сравнении с 4 реакциями).

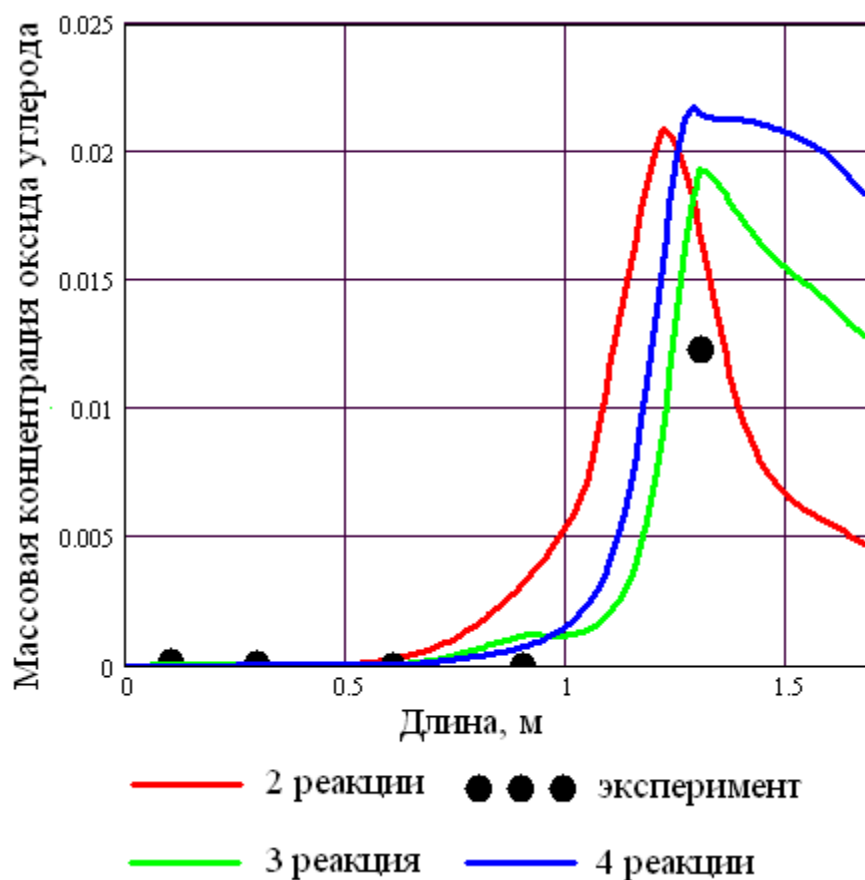


Рисунок 2.65 – Осевое распределение массовой концентрации оксида углерода

Результаты расчетов показывают неплохое согласование с результатами экспериментов и расчетов других авторов. Можно отметить, что гибридная модель в данной задаче демонстрирует однозначное превосходство над чисто кинетической и «обрыва вихрей» моделями. Кроме этого одностадийная реакция в целом демонстрирует результаты не хуже, чем при использовании трех- и четырехстадийные реакции.

2.7. Тест 6: идеализированная печь

Идеализированная печь представляет собой замкнутую прямоугольную область, в которой есть источник тепловыделения мощностью 5 кВт/м^3 . Внутри всей области задается коэффициент поглощения $k=0.5 \text{ м}^{-1}$, стенки печи изотермические, но имеют разные значения температуры. Поле температуры внутри печи рассчитывается. В качестве эталонного решения принимаются результаты, полученные зонным методом. Расчет проводится на сетке размером $7 \times 7 \times 11$ ячеек, Рисунок 2.66.

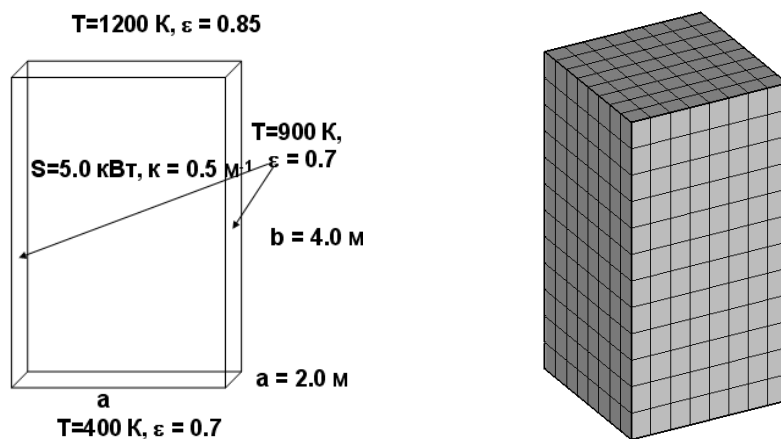


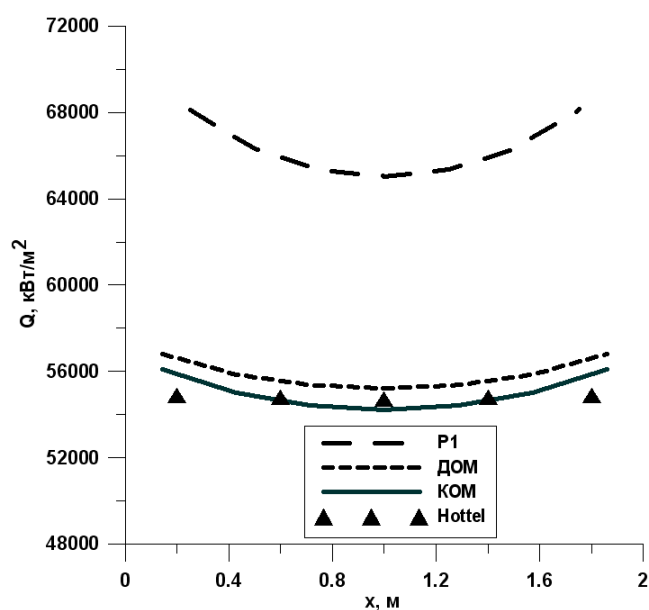
Рисунок 2.66 – Идеализированная печь. Постановка задачи. Геометрия и сетка.

Данный тест позволяет на прямоугольной сетке сравнить диффузионное приближение, КОМ и ДОМ, без учета ошибок, возникающих на неортогональных сетках.

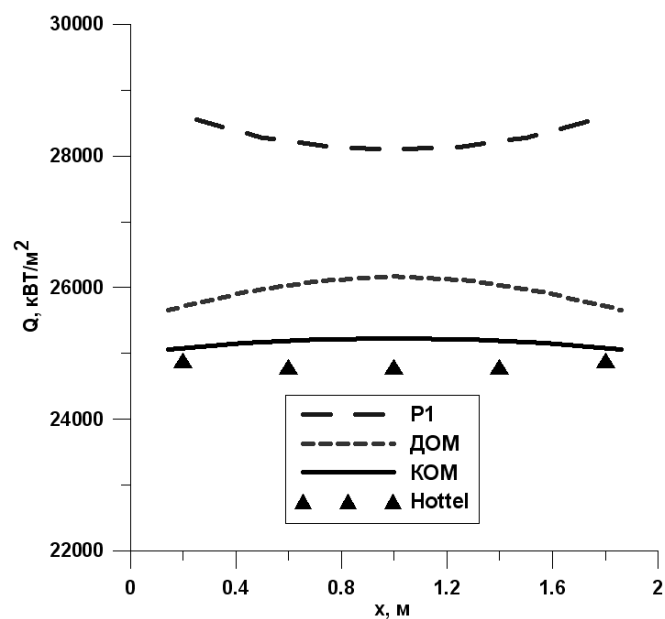
Для идеализированной печи критерий Бугера равен 0,8, т.е. среда не является
 1465 оптически толстой. Это приводит к ошибке при использовании P1 приближения при
 определении радиационного теплового потока на стенки печи. Так, отклонение от
 эталонного решения при расчете радиационного теплового потока на горячей стенке
 составляет до 20%, а на холодной – до 15%, Рисунок 2.40. При этом ошибка,
 вносимая P₁ приближением в распределение поля температуры, по сравнению с
 1470 эталонным решением не превышает 1.5 %, Рисунок 2.41.

В случае КОМ и ДОМ угловая дискретизация составляла 32 и 48 дискретных
 направлений соответственно. Результаты, показываемые данными методами, близки
 к эталонному решению зонным методом как по тепловому потоку, так и по полю
 температуры, отклонения не превышают 1% по температуре и 0,5 % по тепловому
 1475 потоку для обоих методов, Рисунок 2.40. При этом скорость расчета существенно
 замедляется по сравнению с диффузионным приближением.

Несмотря на большую ошибку, вносимую P1 приближением, при расчете
 теплового радиационного потока на стенки, в некоторых случаях, когда
 радиационным потоком на стенки можно пренебречь, целесообразно использовать
 1480 данный подход из-за высокой скорости счета.

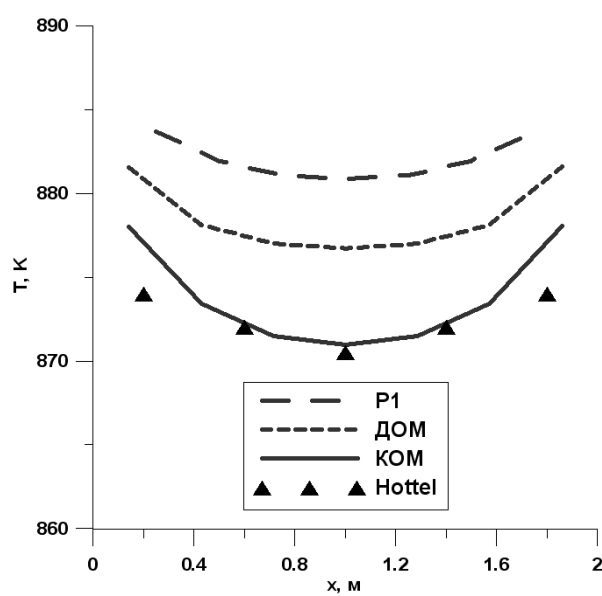


а) на верхней горячей стенке;

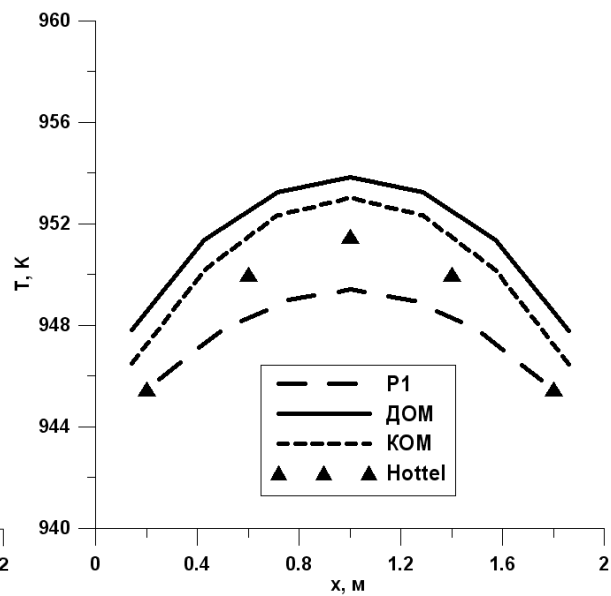


1485 б) на нижней холодной стенке

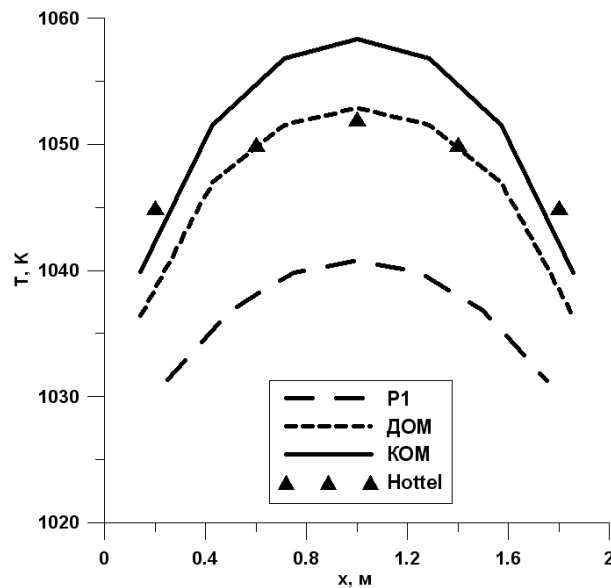
Рисунок 2.67 – Тепловой радиационный поток на горизонтальные стенки печи:



1490 а) $z = 0.4$ м;



б) $z = 2.0$ м;

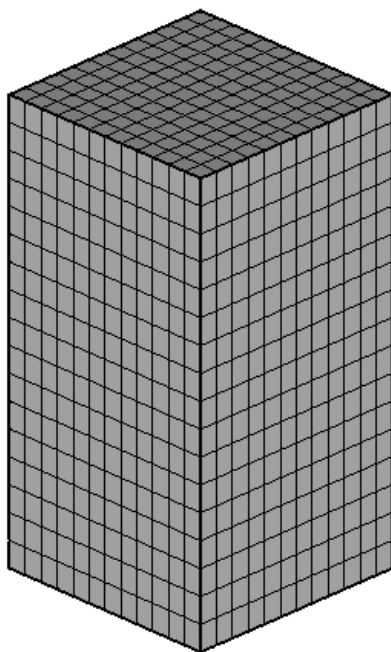


в) $z=3.6$ м

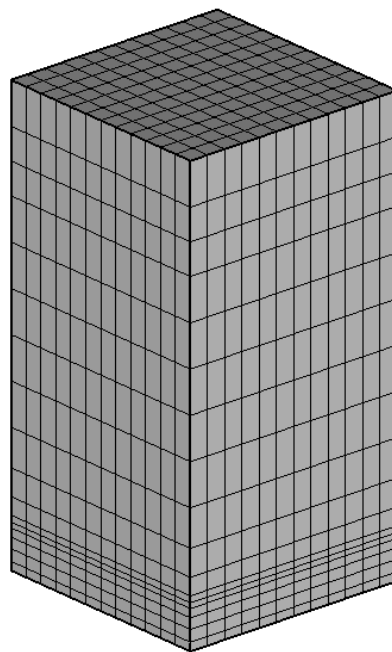
Рисунок 2.68 – Распределение температуры на различных высотах по центру печи

2.8. Тест 7: замкнутая прямоугольная область, заполненная излучающим газом

Тестовая задача представляет собой замкнутую прямоугольную область, заполненную в одном случае парами воды при постоянной температуре 1000 К, а в другом – газовой смесью H_2O – 20%, CO_2 – 10% и N_2 – 70% и заданным распределением температуры. В обоих случаях стенки были абсолютно черные: в первом с температурой 0К, во втором с температурой 300К. В работе Lui F. расчет коэффициента поглощения проводился на базе статистической узкополосной модели (SNB) с шагом по спектру 25 см^{-1} , поле излучение рассчитывалось ДОМ со 128 ординатами. Для обоих вариантов размерность сетки составляет $11 \times 11 \times 16$, только для первого варианта сетка равномерная, а для второго – со сгущением, учитывающим неоднородность поля температуры, Рисунок 2.69. Расчеты УРТ проводились на основе КОМ со 128 дискретными телесными углами, для определения коэффициента поглощения использовались WSGG модель Смита и полосные модели, построенные на базе данных HITRAN.



а) задача с парами воды;



б) задача с газовой смесью

Рисунок 2.69 – Геометрия расчетной области и ее дискретизация

1515

1520

1525

1530

В первом случае, когда вся область заполнена парами воды, среда является оптически плотной, что хорошо видно по характерной полочке распределения поля излучения, Рисунок 2.70 а). Ближе к границе между моделями расчета коэффициента поглощения начинаются различия. Так, тепловые потери минимальны для WSGG модели и максимальны для 25-ти полосной модели. Тепловые потери для 50-ти полосной и SNB моделей совпадают. Соответственно, тепловой поток на боковую грань прямоугольной области максимальный для 25-ти полосной модели коэффициента поглощения и минимален для WSGG модели, а для SNB и 50-ти полосной моделей совпадает, Рисунок 2.70 б). В этом случае можно принять решения, основанные на SNB и 50-ти полосной моделях, эталонными. Наибольшее отклонение от эталонного решения по тепловому потоку на боковую стенку демонстрирует WSGG модель до $\sim 17\%$, 25-ти полосная модель до -6% . Ошибка, демонстрируемая WSGG моделью коэффициента поглощения, связана с ее специализацией под определенный класс задач, связанных с горением углеродосодержащих газов, в частности, моделирование топочных камер.

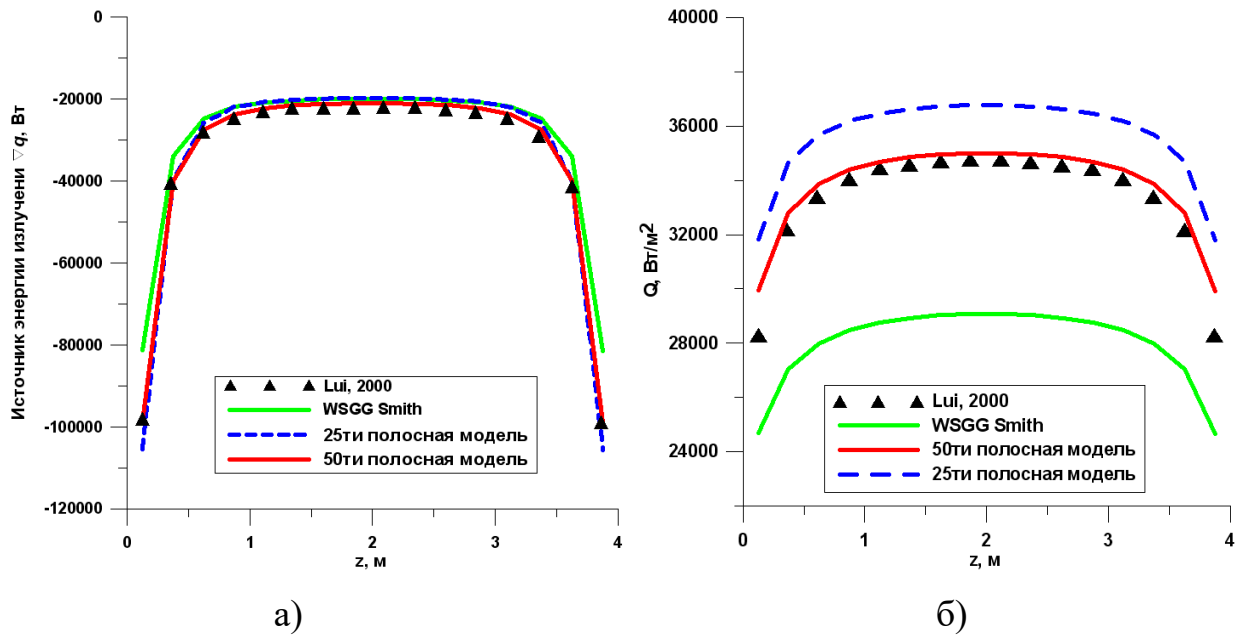


Рисунок 2.70 – Сравнение результатов расчетов для задачи с водяными парами:
 а) распределение источника радиационного излучения вдоль оси OZ по центру
 прямоугольной области; б) распределение потока радиационного излучения вдоль
 оси OZ вдоль центра боковой поверхности

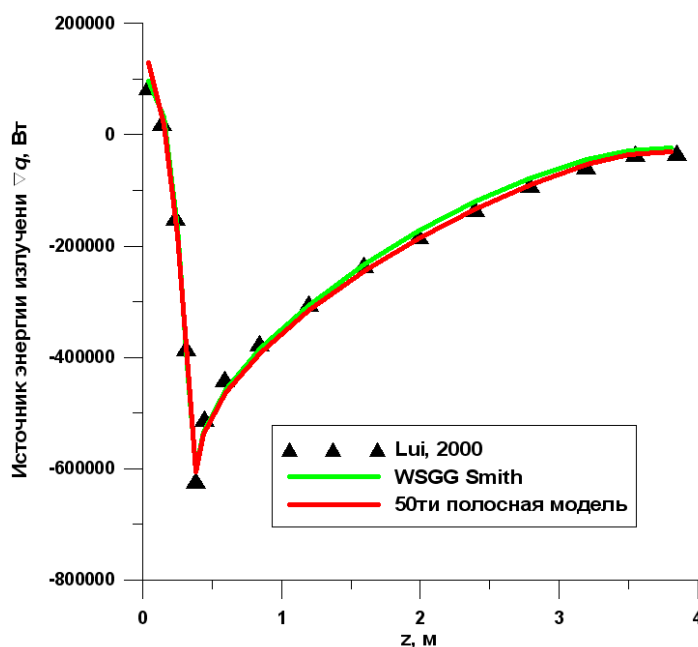
Для второго варианта, с газовой смесью, задается распределение температуры:

$$T_{\text{ц}}(z) = \begin{cases} \frac{1400}{0.375}z + 400, & z < 0.375 \\ 1800 - \frac{1000}{3.625}(z - 0.375), & z \geq 0.375 \end{cases}$$

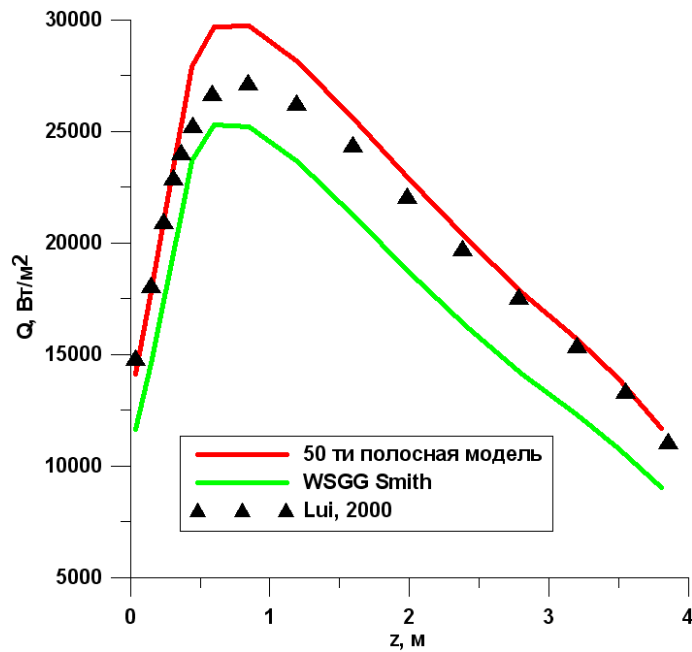
$$T_r(r, z) = (T_{\text{ц}}(z) - 800)(1 - 3r^2 + 2r^3) + 800,$$

где $T_{\text{ц}}(z)$ – распределение температуры вдоль центральной оси Oz, $T_r(r, z)$ – распределение температуры внутри расчетной области. Особенностью данного распределения является быстрое снижение температуры к боковым поверхностям расчетной области до 800К. Таким образом, в данной постановке есть высокотемпературная центральная область и область с относительно низкой температурой по краям, заполненные смесью газов. Такое распределение моделирует работу горелочного устройства, но необходимо отметить, что в этих устройствах, как правило, низкотемпературные области заполнены оптически прозрачной средой. Теперь, если сравнить результаты расчета по трем моделям

коэффициента поглощения (SNB, WSGG Smith и 50-ти полосная), то распределение мощности источника излучения в центральной части для них совпадает, Рисунок 2.71 а), в то же время поток излучения на боковую поверхность разный, Рисунок 2.71 б). Если SNB и 50-ти полосная модели отличаются только в области максимальной температуры (до 10%), то WSGG модель демонстрирует существенно заниженный тепловой поток по сравнению с другими моделями во всей области. Причем отклонение в более высокотемпературной области по высоте меньше, чем в низкотемпературной. Этот пример также демонстрирует некоторые ограничения применения WSGG модели, например, для моделировании излучения при относительно низких температурах. Следует отметить, что в реальных прикладных задачах WSGG модель показывает близкие результаты к полосным моделям.



а) распределение источника радиационного излучения вдоль оси OZ по центру прямоугольной области;



б) распределение потока радиационного излучения вдоль оси OZ вдоль центра боковой поверхности

Рисунок 2.71 – Сравнение результатов расчетов для задачи с газовой смесью

2.9. Тест 8: моделирование турбулентной двухфазной ограниченной струи

Турбулентная струя расширяется из внутренней трубы $D_1=13$ мм в пространство, ограниченное внешней трубой диаметром $D_2=60$ мм. Аксиальная скорость газа в центре струи $U=30$ м/с, скорость спутного потока $U_{co}=15.6$ м/с. В качестве несущей фазы рассматривался воздух с плотностью $\rho=1.18$ кг/м³ и динамической вязкостью $\mu=1.8 \times 10^{-5}$ Н·сек/м². Число Рейнольдса равнялось $Re=22000$. В струю подавались частицы с диаметром $d=80.1$ мкм и плотностью $\rho_p=280$ кг/м³, Рисунок 2.72. Массовый расход частиц составлял величину $G=0.00014$ кг/м³. Расчеты проводились в пакетах «Сигма ПБ» (SigmaFire) и «Fluent». Движение дисперсной фазы в обоих случаях описывалось с помощью подхода Лагранжа.

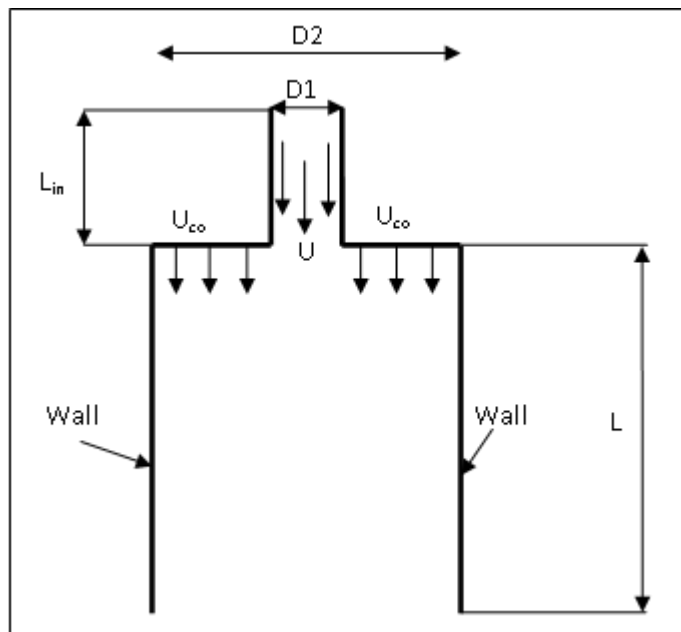


Рисунок 2.72 – Постановка задачи



1585

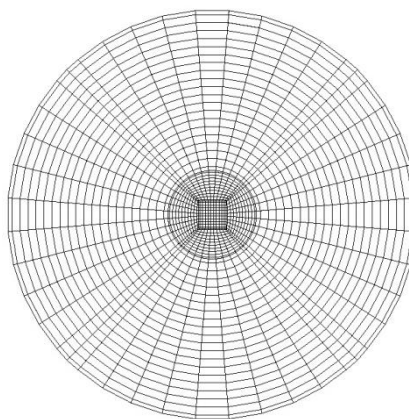


Рисунок 2.73 – Геометрия расчетной области и расчетная сетка

Для расчетов в пакете «Сигма ПБ» использовалась пространственная сетка, состоящая из 14 блоков с суммарным количеством узлов 69344. Для достижения установившегося течения основного потока к расчетной области добавлялся прямой участок трубы длиной $L_{in}=0.3$ м. Длина основного расчетного участка струи $L=0.4$ м.

Для расчета дисперсной фазы использовалось 18232 частиц. На Рисунок 2.73 представлена геометрия расчетной области и сетка в поперечном сечении.

1595 Во «Fluent» задача решалась в двухмерной осесимметричной постановке, расчетная область состояла из 150 узлов в осевом направлении и 50 узлов в радиальном. Для установления потока отдельно просчитывался участок прямой трубы. Дискретная фаза разрешалась 1024-ю частицами.

1600 Сравнение результатов проводилось с экспериментальными данными и результатами моделирования других авторов. Имеются данные по результатам расчетов различных авторов (Simonin, Azedovo/Pereira, Berlemont, Milojevic, Wenneberg), все они очень хорошо согласуются между собой, поэтому для сравнения были выбраны результаты Simonin. Сравнивались профили скорости газа и частиц в сечениях $Z=0$ мм, $Z=65$ мм, $Z=130$ мм, $Z=260$ мм (расстояние отсчитывалось от конца внутренней трубы).

1605

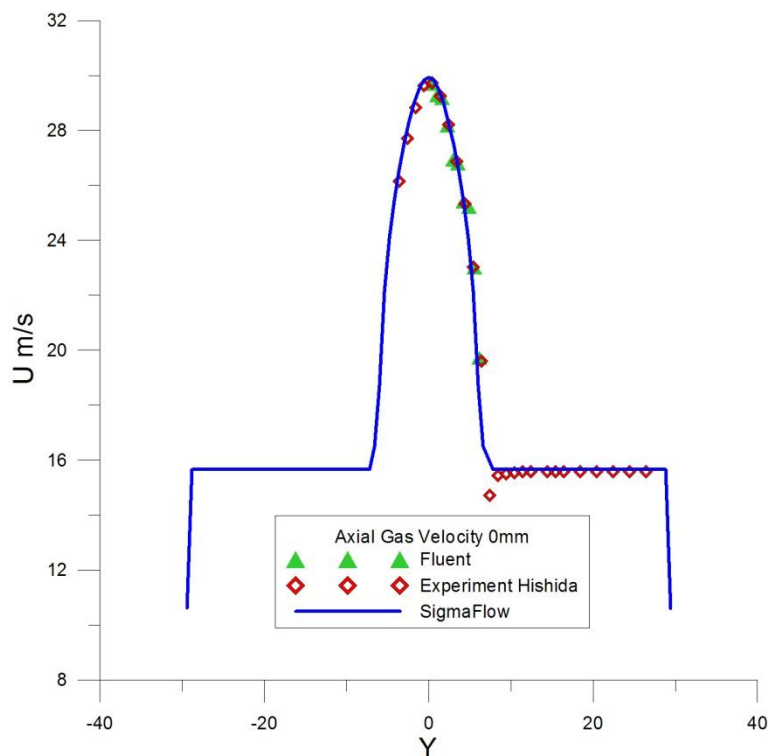


Рисунок 2.74 – Осевая скорость газа в сечении 0 мм

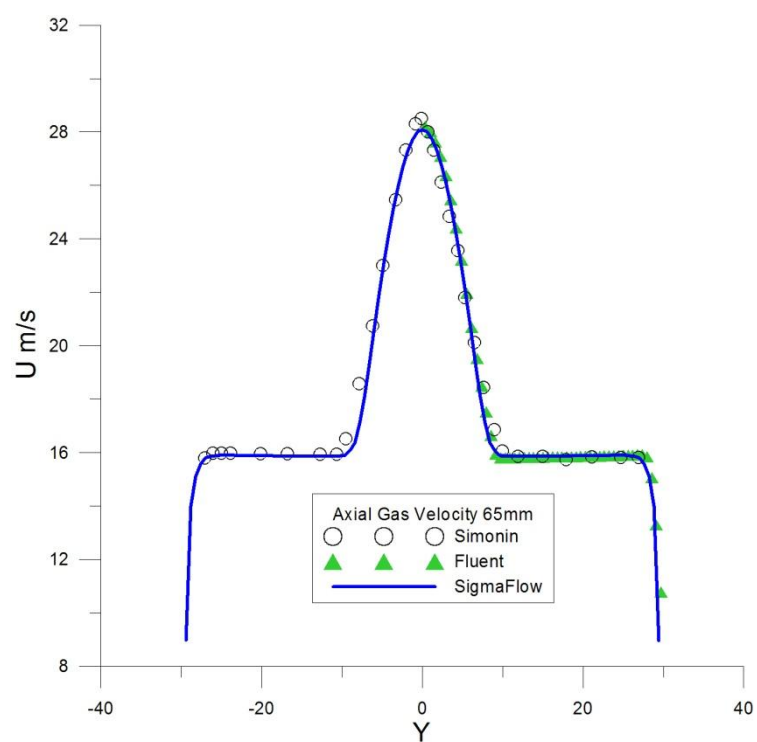


Рисунок 2.75 – Осевая скорость газа в сечении 65 мм

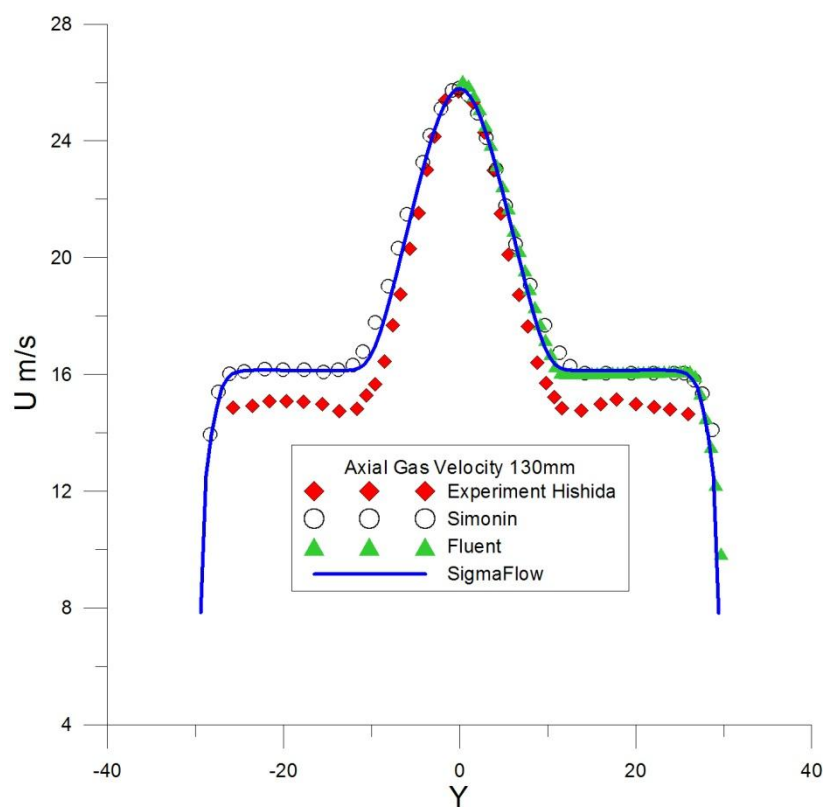


Рисунок 2.76 – Осевая скорость газа в сечении 130 мм

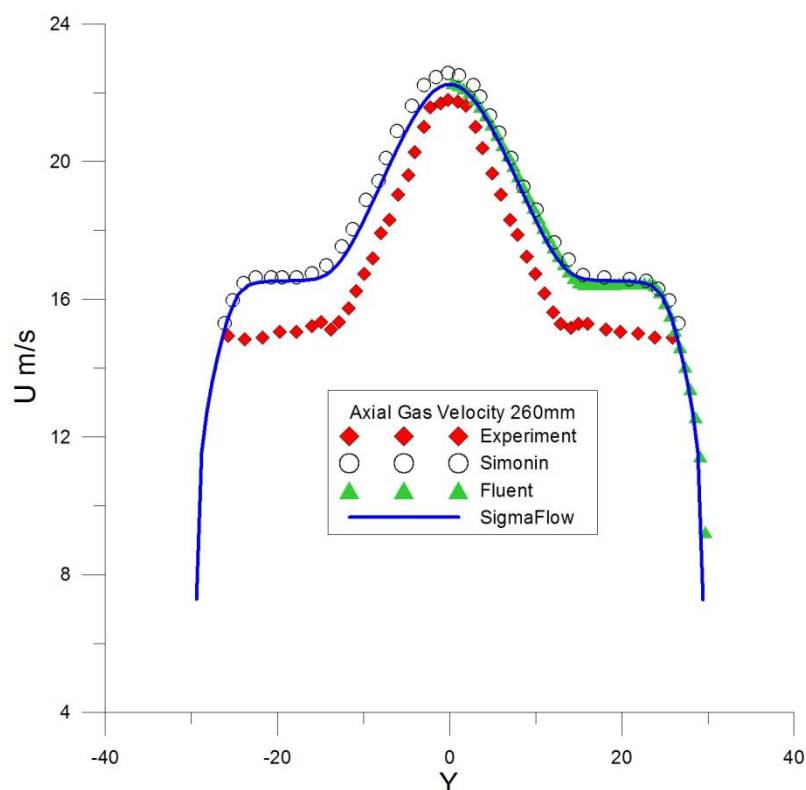


Рисунок 2.77 – Осевая скорость газа в сечении 260 мм

1615

Рисунок 2.74 Рисунок 2.77 представляют сравнение графиков профилей скорости газа. Видно, что результаты расчетов скорости газа на «Сигма ПБ» (SigmaFire) и «Fluent» хорошо коррелируют между собой и совпадают с результатами Simonin. Совпадение с экспериментальными данными несколько хуже, что скорее всего обусловлено погрешностями эксперимента, так как результаты Simonin и других авторов также не совпадают с экспериментальными кривыми.

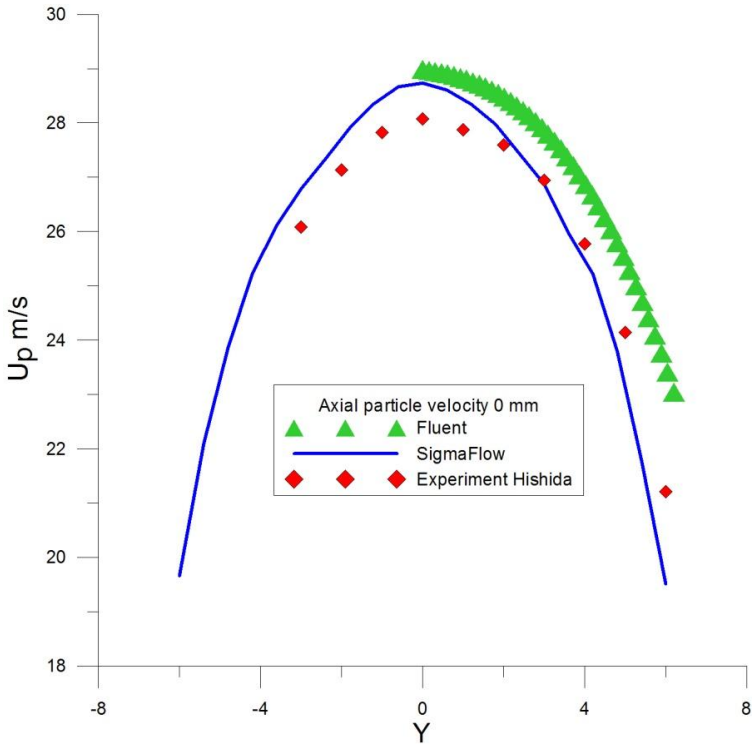
1620

На Рисунок 2.78Рисунок 2.81 изображены графики скорости частиц. Несмотря на отличное совпадение скорости газа, скорости частиц коррелируют не так хорошо. Как видно из графиков, скорость частиц в начале канала отличается от расчетов других авторов и экспериментальных данных. Возможно, это связано с различием профиля скорости частиц на выходе из внутренней трубы. По мере расширения струи совпадение становится более полным. Так, в сечении 130 мм, мы видим достаточно хорошее совпадение результатов, полученных на «SigmaFire» и «Fluent» с расчетами других авторов. А в сечении 260 мм кривая, полученная на SigmaFire,

1625

1630

практически полностью совпадает с расчетом Simonin. Некоторая неровность и асимметричность профилей скорости частиц полученных на «SigmaFire» обуславливается способом интерполяции графика между конечным числом частиц, применяемым в пакете.



1635

Рисунок 2.78 – Осевая скорость частиц в сечении 0 мм

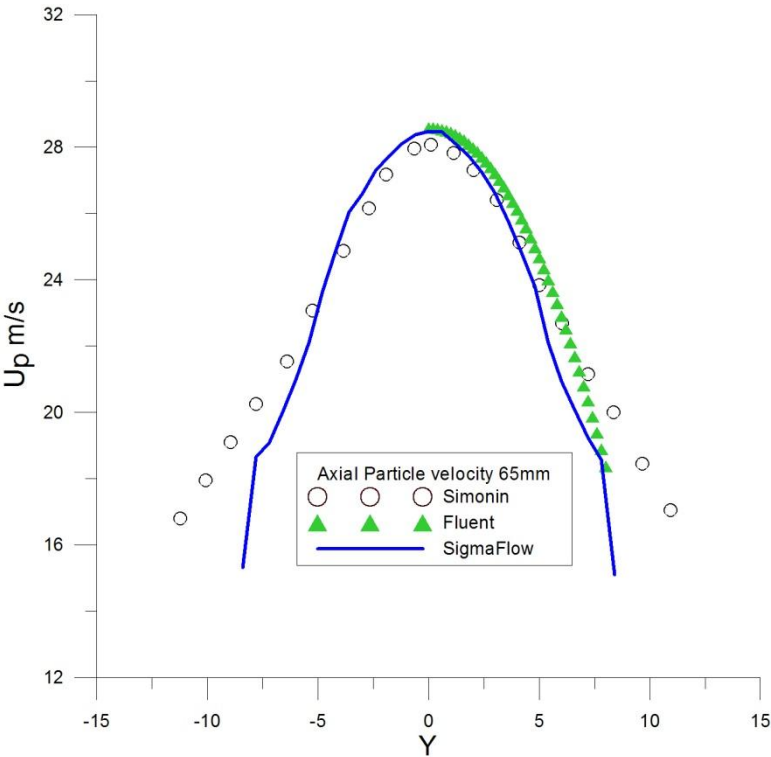
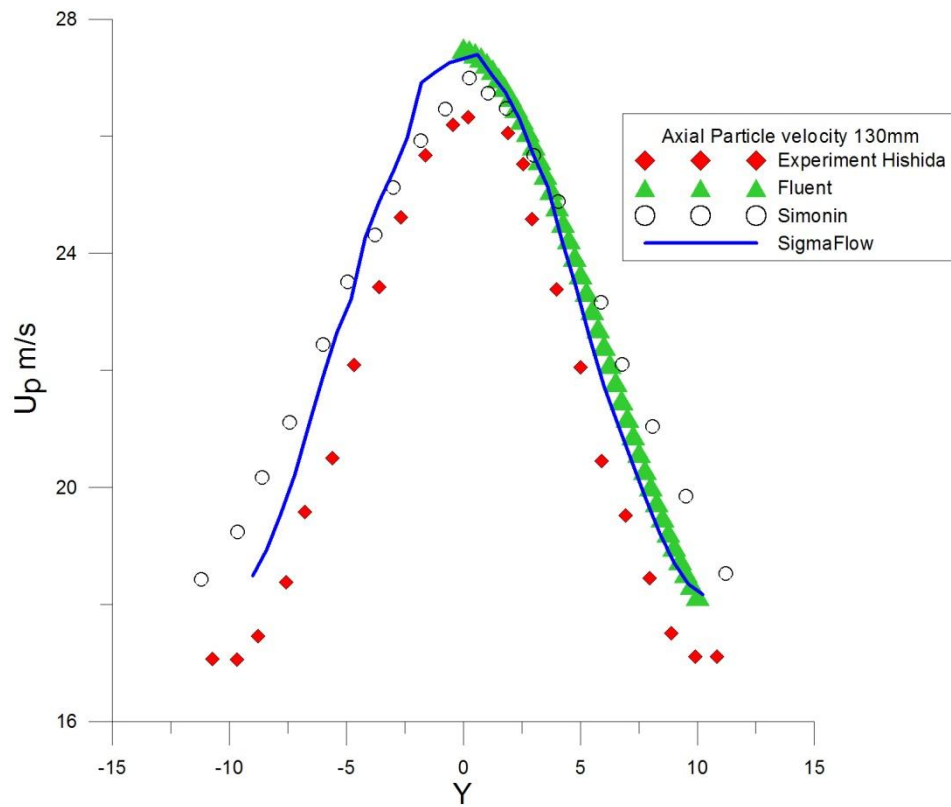


Рисунок 2.79 – Осевая скорость частиц в сечении 65 мм



1640

Рисунок 2.80 – Осевая скорость частиц в сечении 130 мм.

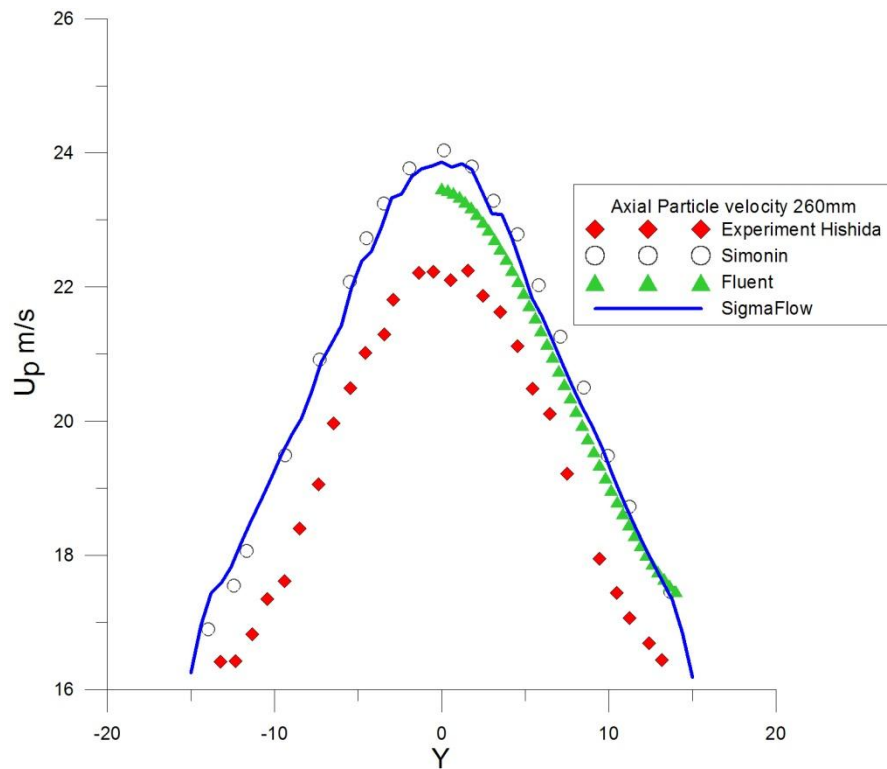


Рисунок 2.81 – Осевая скорость частиц в сечении 260 мм.

Для тестирования устойчивости алгоритма были проведены расчеты потока при
 1645 больших массовых нагрузках и большим диаметром частиц. Ниже представлены

поля скорости несущей фазы при массовой загрузке 10% и 50% и с различными диаметрами частиц d_p и графики аксиальной скорости на расстоянии 260 мм, Рисунок 2.82 - Рисунок 2.84.

1650

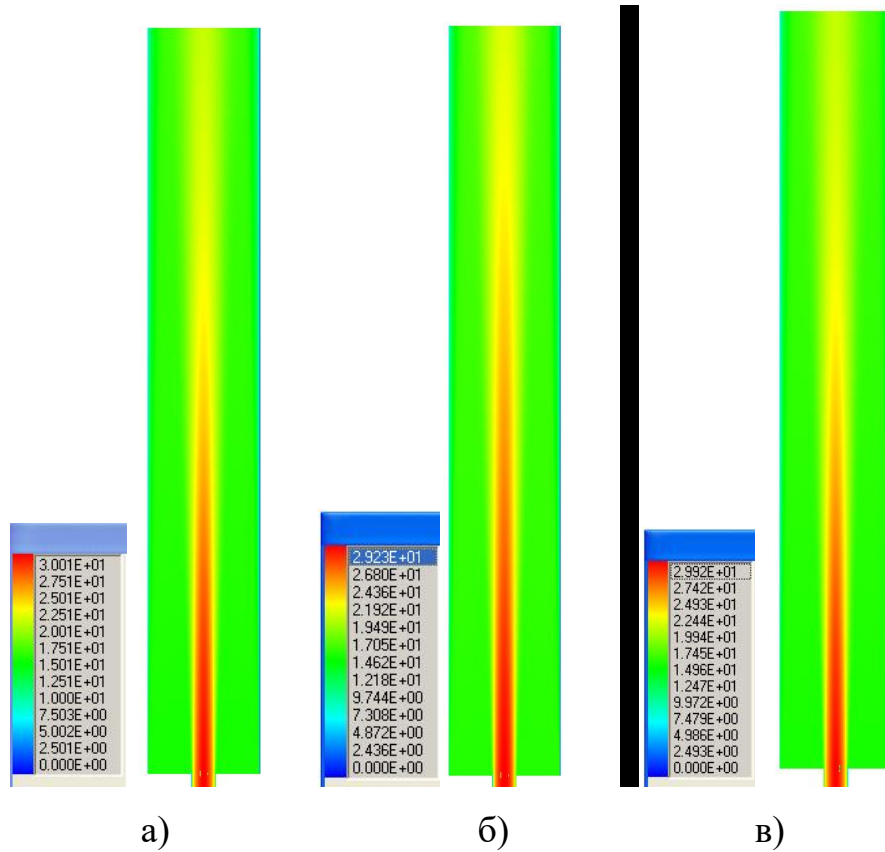


Рисунок 2.82 – Поля аксиальной скорости газа:

- а) массовая загрузка 10%, $d_p=81.1 \mu\text{m}$ б) массовая загрузка 50%, $d_p=81.1 \mu\text{m}$
 в) массовая загрузка 50%, $d_p=1 \text{ mm}$

1655

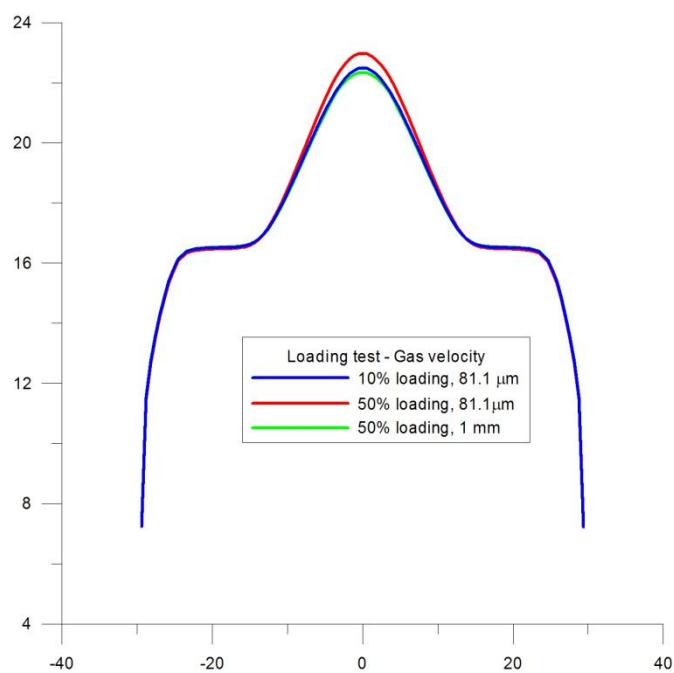


Рисунок 2.83 – Сравнение графиков скорости газа с различной загрузкой и диаметрами частиц

1660

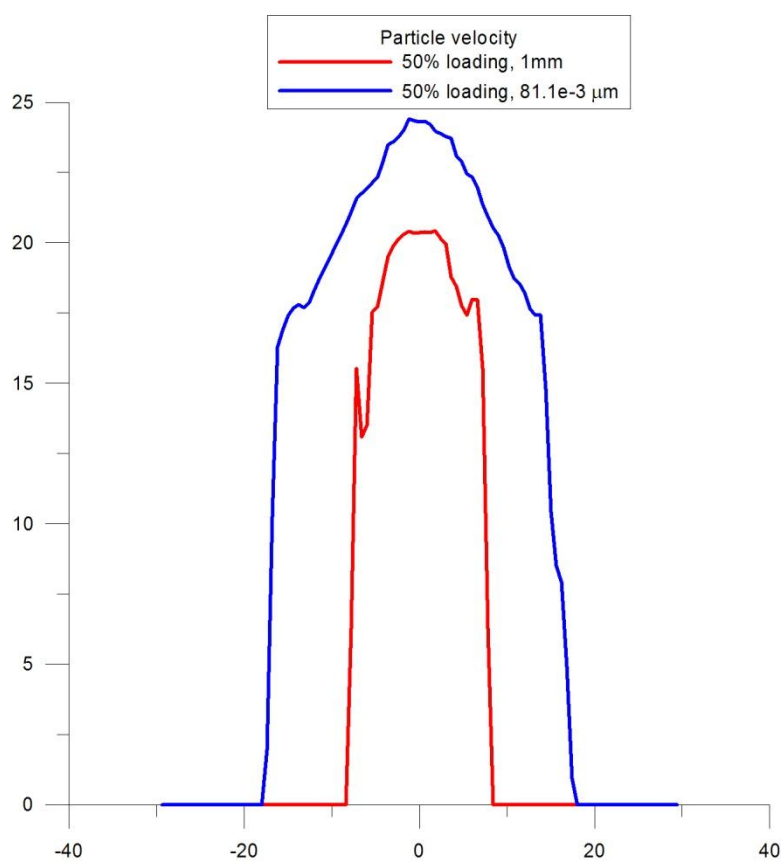


Рисунок 2.84 – Сравнение графиков скорости частиц диаметрами $d=1\text{ mm}$ и $d=81.1\text{ }\mu\text{m}$ в сечении 260 мм

2.10. Тест 9: двухфазное течение в горизонтальной трубе с учетом гравитации (сравнение различных моделей).

1665 В данном тесте проводится сравнение различных методов решения задачи движения частиц в потоке газа с точки зрения соотношения точности решения и времени счета.

Поток воздуха с частицами диаметром $d_p=35\text{мкм}$ и плотностью $\rho_p=2900\text{ кг/м}^3$ движется по трубе диаметром $D=0.1\text{м}$. На входе задавался ударный профиль. Число Рейнольдса $Re=65000$. Сила тяжести направлена перпендикулярно скорости потока.

1670 Задача решалась в полной пространственной постановке. Для сравнения использовались методы Лагранжа, Эйлера, и диффузионно-инерционная модель (ДИМ). Использовалась расчетная сетка, состоящая из 15000 ячеек, для расчета второй фазы методом Лагранжа использовалось 25000 частиц. На Рисунок 2.85 представлено рассчитанное поле объемной концентрации частиц. Видно, что по

1675 ходу течения частицы оседают на нижнюю стенку под действием силы тяжести. Сравнивалось время расчета для разных моделей (Таблица 2.1). При использовании подхода Лагранжа и Эйлера потребовалось 265 и 230 секунд соответственно. При расчете по диффузионно-инерционной модели потребовалось всего 130 секунд.

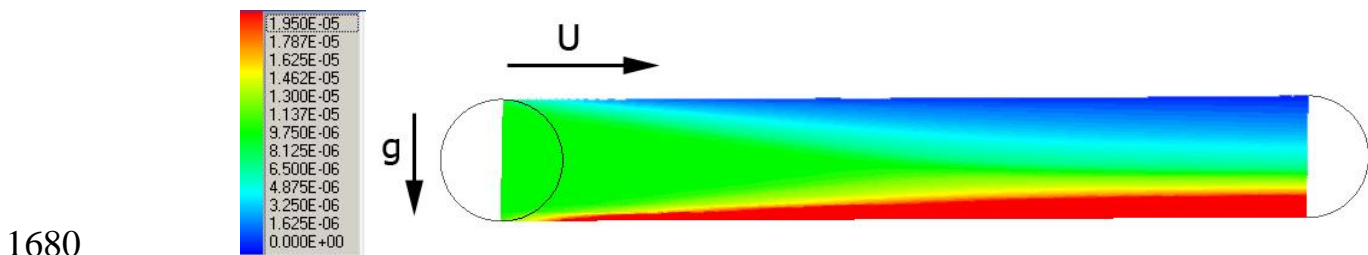


Рисунок 2.85— Поле объемной концентрации частиц, $d_p=35\text{мкм}$, $\rho_p=2900\text{ кг/м}^3$, $Re=65000$

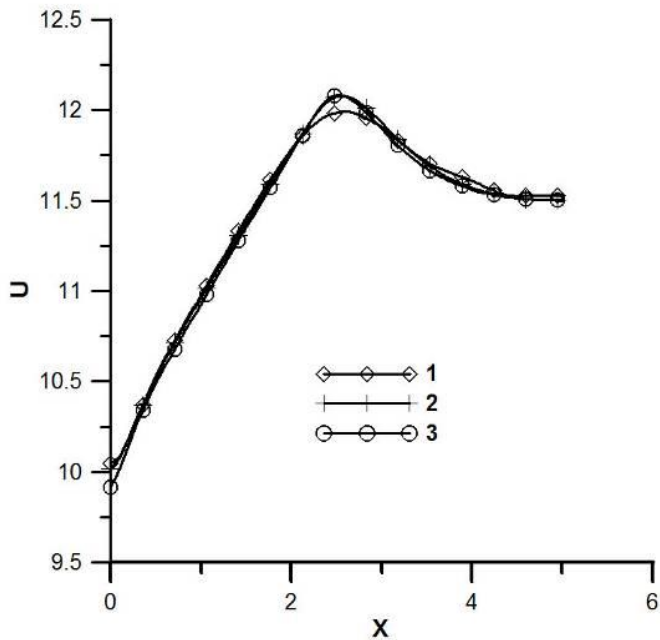
Таблица 2.1 - Сравнение времени счета разными моделями

Модель	Лагранж	Эйлер	ДИМ
Время счета (с)	265	230	130

1685

1690

Все модели дали близкие результаты, как по распределению объемной концентрации частиц, так и по скорости частиц в канале. На Рисунок 2.86 представлен график сравнения скорости частиц вдоль оси канала. Видно, что все рассчитанные профили достаточно хорошо совпадают между собой.



1695

Рисунок 2.86 – Распределение скорости вдоль оси канала

(1 – подход Лагранжа, 2 - подход Эйлера, 3 – диффузионно-инерционная модель)

Таким образом ДИМ позволяет существенно сократить время расчета распространения частиц, что особенно важно для решения нестационарных задач.

Заключение

1700

Проведенные тестовые задачи показывают возможность моделирования развития пожара в помещении на основе программного комплекса «Сигма ПБ», что подтверждено сравнением с экспериментальными данными и расчетами других авторов или расчетами на признанных программных продуктах в области вычислительной гидродинамики. «Сигма ПБ» позволяет с достаточной точностью моделировать такие процессы как конвекция, горение, излучение и т.д.

1705

4. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Betts, P.L. & Bokhari, I.H., 2000, Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity. *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol 21, pp 675-683.
- 2 Bryan, J. L. Behavioral Response to Fire and Smoke // In P.J.DiNenno & W. D. Walton (Eds.), *The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering* ; Bethesda, MD: Society of Fire Protection Engineers, 2002. – pp. 3-315–3-340.
- 3 Chai J.C., Patankar S.V. Finite-volume method for radiation heat transfer, to Appear in *Advances in Numerical Heat Transfer* // Editors: Minkowycz and Sparrow, Taylor & Francis, Vol. 2, 2000. – pp. 109-365.
- 4 Chen Y.S., Kim S.W. Computation of turbulent flows using an extended k-e turbulence closure model // *NASA CR-179204*, 1987.
- 5 Hishida K., Maeda M. Turbulent characteristics of gas-solids two-phase confined jet: effect of particle density, *Multiphase Flow Vol. 1. No.1*, 1987, pp.56-69.
- 6 Hostikka S., Kokkala M., Vaari J.. Experimental Study of the Localized Room Fires. *VTT Research Notes 2104*, VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, 2001, 17.
- 7 Frantzich H., Nilsson D. Evacuation Experiments in a Smoke Filled Tunnel // *Human Behaviour in Fire, Proc. of the Third International Symposium*, Belfast, – UK, 2004, – pp. 229-238.
- 8 Friedman R. Principles of Fire Protection Chemistry and Physics // Third Edition ; National Fire Protection. Quincy, Massachusetts, 1998. – 295 p.
- 9 Guan H. Y., Kwok K. Y. Computational Fluid Dynamics in Fire Engineering // *Theory, Modeling and Practice*, Butterworth-Heinemann, Elsevier Science and Technology, ISBN: 978-0-7506-8589-4, 2009. – 530 p.
- 10 Grandison A.J., Galea E.R., Patel K. Fire modelling standards/benchmark Report on Phase 1 Simulations by Fire Safety Engineering Group. University of Greenwich. London. 2001. p. 125.
- 11 Jin T. Visibility through Fire Smoke // *Journal of Fire & Flammability*, Vol. 9, 1978. – pp. 135-155.

- 1735 12 Kang K. A smoke model and its application for smoke management in an underground mass transit station // Fire Safety Journal, 42, 2007. – pp. 218–231.
- 13 Klote J. H., Milke J. A., Atlanta G.A. Principles of Smoke Management // American Society of Heating, Refrigeration, and Air-Conditioning Engineers, Inc., 2002.
- 1740 14 Launder B.E., Spalding D.B. Mathematical model of turbulence // London: Acad. press, 1972. – 169 p.
- 15 Lui F. Three-dimensional non-gray gas radiative heat transfer analyses using the statistical narrow-band model // Journal Heat Transfer. – 1999. Vol. 121.
- 16 Litvintsev K.Y., Dekterev A. A. Comparison of the Finite-Volume and Discrete-Ordinate Methods and Diffusion Approximation for the Radiative Heat Transfer Equation // Heat Transfer Research, Volume 39, 2008.
- 1745 17 Magnussen B.F. On the structure of turbulence and a generalised eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow / B.F. Magnussen, B.W. Hjertager ; 19th AIAA Aerospace Meeting, St. Louis, USA, 1981. – 7p.
- 1750 18 McGrattan K., Hostikka S., Floyd J., Baum H., Rehm R. Fire Dynamics Simulator (Version 5), Technical Reference Guide // NIST Special Publication 1018-5, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2007. – 122 p.
- 19 Mengue M., Viskanta R. Radiative transfer in three-dimensional rectangular enclosures // Journal of quantum spectroscopy and radiative transfer. - 1985. Vol. 33. pp. 533-549.
- 1755 20 Purser D. A. Toxicity Assessment of Combustion Products / D. A. Purser ; In P.J.DiNenno & C. L. Beyler ; The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering; Bethesda, MD: Society of Fire Protection Engineers, 2002. – pp. 2-83–2-171.
- 21 Da Silva C.V., Vielmo H.A., França F.H.R, 2006, 'Numerical Simulation of the Combustion of Methane and Air in a Cylindrical Chamber', Thermal Engineering, vol.5, № 1.
- 1760 22 Алексащенко А.А., Кошмаров Ю.А., Молчадский И.С. Тепломассоперенос при пожаре. Стройиздат. – М., 1982. – 175 с.

- 1765 23 Баратов А.Н. Горение –пожар– взрыв – безопасность. ФГУ ВНИИПО МЧС России. – М., 2003. – 364 с.
- 24 Бредшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. Мир. – М, 1974. – 280 с.
- 25 Булеев Н.И. Пространственная модель турбулентного обмена [Текст] / Н.И. Булеев; Наука. – М., 1989. – 343 с.
- 1770 26 Гаврилов А.А., Дектерев А.А., Литвинцев К. Ю., Харламов Е.Б. Использование программы σFlow для численного исследования технологических объектов // Совместный выпуск: Вычислительные технологии, Региональный вестник Востока, 2003, часть 1.
- 1775 27 Драйэдел Д. Введение в динамику пожаров / пер. с англ. К. Г. Бромштейна; под ред. Ю. А. Кошмарова, В. Е. Макарова ; Стройиздат. – М., 1990. – 424 с.
- 28 Дектерев, А. А., Гаврилов А.А., Литвинцев К.Ю., Амельчугов С.П., Серегин С.Н. Моделирование динамики пожаров в спортивных сооружениях // Пожарная безопасность, 2007. № 4, с. 49–58.
- 1780 29 Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Анализ методов моделирования двухфазных мелкодисперсных течений // XVII Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях» Жуковский, 2009, стр. 198-200.
- 1785 30 Иванников В.П., Ключ П.П. Справочник руководителя тушения пожара / Стройиздат. – М., 1987. – 228 с.
- 31 Кошмаров, Ю.А. Прогнозирование опасных факторов пожара в помещении: [Текст]: учеб. пособие. / Академия ГПС МВД России. – М., 2000. – 118 с.
- 1790 32 Кошмаров Ю.А., Рубцов В.В. Процессы нарастания опасных факторов пожара в производственных помещениях и расчет критической продолжительности пожара / МИПБ МВД России. – М., 1999. – 89 с.
- 33 Корольченко А. Я., Корольченко Д. А. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения // Справочник в 2-х частях, 2-е издание, Москва: Ассоциация "Пожнаука", 2004.

- 34 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика / Издание 4-е, стереотипное. –
1795 М.: Наука, Теоретическая физика, том VI, 1988. – 736 с.
- 35 Литвинцев К.Ю., Амельчугов С.П., Дектерев А.А., Методика определения
расчетных величин пожарного риска в объектах защиты на основе полевого
метода моделирования пожаров // Горный информационно-аналитический
бюллетень (научно-технический журнал), 2009, Т. 17, № 12, с. 109-112.
- 1800 36 Литвинцев К.Ю., Серебренников Д. С. Обзор моделей распространения дыма
и определения дальности видимости // Интернет-журнал "Технологии
техносферной безопасности", № 1 (35), 2011 URL: [http://agps-
2006.narod.ru/ttb/2011-1/06-01-11.ttb.pdf](http://agps-2006.narod.ru/ttb/2011-1/06-01-11.ttb.pdf)
- 1805 37 Литвинцев К.Ю. Совершенствование методов моделирования лучистого
теплообмена и оптических свойств среды применительно к
высокотемпературным технологическим процессам и пожарам // Диссертация
на соискание степени к.ф.-м.н. по специальности 01.04.14 - теплофизика и
теоретическая теплотехника, Красноярск, СФУ, 2012. – 123 с.
- 38 Молчадский И. С. Пожар в помещении / ВНИИПО. – М., 2005. – 456 с.
- 1810 39 Об утверждении методики определения расчетных величин пожарного риска в
зданиях, сооружениях и строениях различных классов функциональной
пожарной опасности : Приказ МЧС России от 30 июня 2009 года (Включая
изменения, внесенные Приказом МЧС России № 749 от 12 декабря 2011 года,
Приказом МЧС России № 632 от 2 декабря 2015 года); зарег. в Минюсте РФ
1815 06.08.2009.– N 14486.
- 40 Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики
жидкости / Энергоиздат. – М., 1984. – 154 с.
- 41 Применение полевого метода математического моделирования пожаров в
помещениях. Методические рекомендации ; ВНИИПО. – М., 2003. – 35 с.
- 1820 42 Пузач С.В., Смагин А.В., Лебедченко О.С., Абакумов Е.С. Новые
представления о расчете необходимого времени эвакуации людей и об
эффективности использования портативных фильтрующих самоспасателей
при эвакуации на пожарах / Академия ГПС МЧС России. – М., 2007. – 222 с.

1825