

АСКАРОВА А.С., БОЛЕГЕНОВА С.А.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО  
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ И ХИМИЧЕСКИ  
РЕАГИРУЮЩИХ ПОТОКАХ**

Алматы

«Қазақ университеті»

2018

УДК 536.46:532.517.4

Рекомендовано к изданию Ученым советом  
Физико-технического факультета и РИСО КазНУ им. аль-Фараби

А в т о р ы:

Аскарова А.С., Болегенова С.А.

Р е ц е н з е н т ы:

доктор технических наук, профессор **А.Б. Устименко**;  
доктор физико-математических наук, профессор **М.Е. Абишев**

**Моделирование турбулентного теплопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках:** Монография/ А.С. Аскарова, С.А. Болегенова - Алматы: Казак университеті, 2018. – 353 с.

Монография посвящена исследованию теплопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих системах (газообразное, жидкое и твердое топливо) и созданию физико-математических моделей для описания с достаточно высокой точностью процессов, происходящих в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок, двигателей внутреннего сгорания и т.п.

© КазНУ им. аль-Фараби, 2018.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ</b>	4
<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	8
<b>1 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В РЕАГИРУЮЩИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ</b>	17
1.1 Основные методы и этапы математического моделирования процесса горения	17
1.2 Обзор основных направлений в области моделирования течений при наличии горения	19
1.3 Экспериментальные и теоретические исследования реагирующих течений	24
<b>2 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА</b>	34
2.1 Уравнение неразрывности и закон сохранения импульса	34
2.2 Уравнение энергии	35
2.3 Уравнение для компоненты	36
2.4 Моделирование турбулентности	37
<b>3 ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА</b>	44
<b>4 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА</b>	54
4.1 Особенности горения твердых топлив	55
4.2 Движение газоздушных потоков в камерах сгорания	
4.3 Математическая модель теплообмена при горении твердого топлива в камере сгорания	58
4.4 Моделирование процессов образования продуктов горения в пылеугольном факеле	62
4.5 Моделирование теплообмена излучением	78
4.6 Влияние размеров расчетной сетки на результаты компью-	

терного моделирования процессов тепломассопереноса в камерах сгорания	84
4.7 Влияние начального уровня турбулентности на основные характеристики процесса горения	96
4.8 Тепломассоперенос в моно- и полидисперсных реагирующих средах	99
4.9 Результаты вычислительных экспериментов по применению технологии снижения выбросов оксидов азота методом «Overfire Air -OFA»	118
4.10 Численное моделирование процесса горения угля, инициируемого плазменным источником	131
<b>5 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКОГО ТОПЛИВА</b>	141
5.1 Особенности горения жидкого топлива	141
5.2 Математическая модель задачи о распыле и горении впрыска жидкого топлива	146
5.3 Модель испарения, горения и столкновения капель	149
5.4 Физическая модель задачи о горении жидкого топлива	157
5.5 Влияние угла впрыска жидких топлив: тетрадекана и гексадекана на процессы самовоспламенения и горения	159
5.6 Численное моделирование процессов самовоспламенения	162
5.7 Численное моделирование процессов распыла и горения жидкого топлива при высоких числах Вебера	165
	172
<b>6 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВ</b>	
6.1 Математическая модель тепломассопереноса при турбулентном горении газообразного топлива	172
6.2 Влияние начальной концентрации топлива на горение газового факела	192
6.3 Влияние подъемной силы на горение метана в камере сгорания	197
6.4 Влияние начального уровня турбулентности на осредненные и	201
	211

пульсационные характеристики газового факела	
6.5 Результаты исследования автомодельности при турбулентном горении газового факела	217

220

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

## **СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

## ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

$\phi$  - обобщенная транспортная переменная

$\Gamma_\phi$  - обобщенный коэффициент турбулентного обмена

переменной  $\phi$

$S_\phi$  - источниковый член

$t$  - время,  $c$

$x, y, z$  - координаты

$u, v, w$  - составляющие скорости,  $m/c$

$T$  - температура,  $K$

$c_\beta^*$  - массовая концентрация,  $kg/kg$

$m$  - масса,  $kg$

$\mu$  - динамическая вязкость,  $kg/m \cdot c$

$\rho$  - плотность,  $kg/m^3$

$\tau_{ij}$  - тензор вязких напряжений

$g_i$  - объемные силы,  $N$

$\delta_{ij}$  - символ Кронекера

$p$  - давление,  $Pa$

$V$  - объём,  $m^3$

$E$  - полная энергия,  $kJ$

$e$  - удельная внутренняя энергия,  $kJ/kg$

$q_j$  - плотность теплового потока,  $kJ/m^2$

$c^*$  - поток массы компонента  $\beta$ ,  $kg/c$

$\lambda$  - коэффициент теплопроводности,  $kJ/m \cdot K$

$h$  - удельная энтальпия,  $kJ/kg$

$c_p$  - удельная изобарная теплоемкость,  $kJ/kg \cdot K$

$j_i$  - плотность диффузионного потока,  $kg/c \cdot m$

$k$  - кинетическая энергия турбулентности,  $m^2/c^2$

$\varepsilon$  - скорость диссипации турбулентной кинетической энергии,  $m^2/c^3$

$V$  - турбулентный масштаб скорости,  $m/c$

$L$  - турбулентный масштаб длины,  $m$

$A$  - площадь,  $m^2$

$A_{spez}$  - удельная поверхность частицы,  $m^2/kg$

$\Omega$  - телесный угол,  $rad$

$\Theta$  - плоский угол,  $grad$

$ds$  - элемент длины,  $m$

$I_V$  - интенсивность излучения,  $kBm/m^2 \cdot rad$

$c$  - скорость света,  $m/c$

$K_{abs}$  - оптический коэффициент поглощения,  $1/m$

$K_{sca}$  - оптический коэффициент рассеивания,  $1/m$

$K_{koks, res}$  - коэффициент скорости реакции,  $kg/m^2 \cdot c \cdot bar$

$\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $kBm/m^2 \cdot K^4$

$d$  - диаметр угольной частицы,  $m$

$k_0$  - предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса,  $m^3/kg \cdot c$

$E_a$  - энергия активации,  $Dж/моль$

$R$  - универсальная газовая постоянная,  $Dж/моль \cdot K$

$\xi$  - массовая доля,  $kg/kg$

$M$  - молярная масса,  $kg/моль$

$Y$  - мольная доля,  $моль/моль$

$\nu_x$  - удельный коэффициент стехиометрии

$a_{mr}, b_{mr}$  – суммарные стехиометрические коэффициенты

для реакции  $r$ ;

$C_D$  – коэффициент сопротивления капли жидкости;

$E$  – энергия активации,  $Dж/моль$ ;

$f$  – функция плотности вероятности;

$I_m(T)$  - удельная внутренняя энергия компоненты  $m$ ;

$L$  – удельная теплота парообразования,  $Dж/кг$ ;

$R_0$  – универсальная газовая постоянная,  $Dж/(K \cdot моль)$ ;

$Q$  – тепловой эффект реакции горения,  $Dж/кг$ ;

$W_m$  – молярная масса компоненты  $m$ , кг/моль;  
 $Y_1^*$  – массовая доля паров топлива на поверхности капли;  
 $\delta$  – дельта-функция Дирака;  
 $D$  – коэффициент диффузии, м<sup>2</sup>/с;  
 $\rho_p$  – плотность частицы, кг/м;  
 $r_p$  – радиус частицы, м;  
 $d_p$  – диаметр частицы, м;  
 $\rho_m$  – массовая плотность жидкой фазы, кг/м<sup>3</sup>;  
– скорость химической реакции  $r$ ;  
 $\dot{\rho}_m^c$  – химический источниковый член;  
 $\dot{\rho}^s$  – источниковый член вследствие впрыска;  
 $\dot{Q}^c$  – источниковый член вследствие химического теплового эффекта;  
 $\dot{Q}^s$  – источниковый член вследствие взаимодействия с впрыском;  
 $\vec{F}^s$  – скорость отдачи импульса на единицу объема из-за впрыска;  
 $\dot{W}^s$  – источниковый член вследствие взаимодействия с впрыском.  
 $a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с  
 $\tilde{\tau}$  – переменная Бурке - Шумана  
 $C_{\varepsilon_1}, C_{\varepsilon_2}, C_{\varepsilon_3}, C_{\varepsilon_M}, C_{T_1}, C_{T_2}$  – эмпирические константы в модели турбулентности  
 $C_T, C_{ок}$  – массовые концентрации топлива и окислителя соответственно  
 $\overline{T'^2}$  – средний квадрат пульсаций температуры, К<sup>2</sup>



$\overline{u^2}$  - средний квадрат пульсаций продольной скорости,  $\text{м}^2/\text{с}^2$

$\alpha$  - коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{К}$

$\beta$  - коэффициент теплового расширения,  $\text{К}^{-1}$

$\sigma$  - коэффициент стехиометрии,

$\sigma_\varepsilon, \sigma_\kappa, \sigma_\tau$  - эмпирические константы в модели турбулентности

$\psi$  - размерная функция тока,  $\text{м}^2/\text{с}$

$\omega$  - безразмерная функция тока,

$Le = \frac{D}{a}$  - критерий Льюиса;

$Sc$  - число Шмидта;

$Sh$  - число Шервуда;

$S_h$  - число Шварцшильда;

$We$  - число Вебера;

$Pr$  - число Прандтля;

$Ma$  - число Маха;

$Re$  - число Рейнольдса;

$Gr$  - число Грасгофа;

ТМО - тепломассообмен;

ТЭС - теплоэлектростанция;

ПТС - плазменно-топливные системы.

*Нижние индексы:*

*Reink* - уголь, не содержащий воду и золу

*Flü* - летучие

*Pyr* - пиролиз

*Koks* - кокс

*fix* - твердый

*char* - остаток ректификации угля

$G$  - газ

$P$  – частица

$kin$  – кинетический

$turb$  – турбулентный

$lam$  – ламинарный

$diff$  – диффузионный

$eff$  – эффективный

$p$  - пакет частицы;

$g$  - газовая фаза;

$m$  – компонента химической реакции.

$i, j$  - индексы для описания пространственного направления составляющих

$l$  - индекс для суммирования

$fu$  - топливо

$ox$  - окислитель

$w$  - значение на стенке

$i$  – компоненты газовой смеси

$o$  - значение в начальном сечении

$\infty$  - значение в окружающей среде

## ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию теплопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих системах (газообразное, жидкое и твердое топливо) и созданию физико-математических моделей для описания с достаточно высокой точностью процессов, происходящих в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок, двигателей внутреннего сгорания и т.п.

Теория конвективного теплообмена – важнейший раздел науки, который является основой теплофизики, теплоэнергетики и теплотехнологии. Исследование конвективного теплообмена (ТМО) в дозвуковых высокотемпературных реагирующих течениях является актуальной задачей, поскольку такие течения очень часто встречаются в технических приложениях. В настоящее время бурно развивается теория теплопереноса в высокотемпературных и термохимически активированных течениях с учетом новых представлений о его сложном механизме. Развитие теории ТМО и разработка на этой базе технологических процессов и систем с рациональным использованием энергетических ресурсов являются важными проблемами для многих современных исследователей в этой области. Особое внимание уделяется созданию новых расчетных моделей, позволяющих как можно точнее описать происходящие при горении реальные физические процессы. В связи с этим задача развития и совершенствования численных методов исследования неизоэнтальпических течений с физико-химическими превращениями становится особо актуальной.

Фундаментальные исследования турбулентных реагирующих течений в сложных системах вносят огромный вклад в развитие теории горения многофазных потоков.

Для описания процессов горения необходимо рассматривать основные законы, относящиеся к различным разделам науки: термодинамика, механика жидкости и газа, тепло-массообмен, химическая кинетика. Эти законы представляют собой законы сохранения и переноса массы, энергии, количества движения, химических веществ, законы для источников и др. Они описываются сложной системой уравнений и для их решения необходимо применение математических моделей, которые принимают форму систем дифференциальных и алгебраических уравнений. Модель можно рассматривать как идеализированное или неполное описание фактически существующих зависимостей между основными характеристиками процесса, с одной стороны, и фундаментальными законами физики и химии - с другой. Таким образом, можно утверждать, что исследование горения методами математического моделирования является промежуточным звеном между исследованиями, проводимыми на уровне инженерной практики и фундаментальной науки. При исследовании широкого круга современных задач науки и техники моделирование тепло- и массообменных процессов приобретают особое значение и имеет огромное практическое приложение. Основными инструментами теоретического исследования нелинейных процессов тепло-массопереноса и движения среды с учетом разнообразных физических явлений, таких как лучистый теплообмен, горение и др. являются математическое моделирование и вычислительный эксперимент. При этом математическое моделирование включает в себя не только разработку численных методов и проведение численных расчетов, но и глубокий анализ рассматриваемой модели, ее адекватности реальному физическому процессу.

Проблемы построения эффективных вычислительных алгоритмов для решения задач тепло- и массопереноса приобретают особую актуальность и требуют глубокого

анализа как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Математическое моделирование двухфазных потоков с учетом возможного межфазного взаимодействия сталкивается с определенными трудностями при описании источниковых членов тепла и массы в уравнениях баланса энергии, количества движения и концентрации. При моделировании турбулентных неизотермических двухфазных потоков для наиболее адекватного описания реальных физических явлений необходимо учитывать влияние турбулентных пульсаций на интегральные и осредненные характеристики потоков, реальное распределение частиц по размеру, температуре, скорости и т.п., отличие скоростей и температур газа и частиц, возможные фазовые переходы материала частиц дисперсной фазы, что в значительной степени усложняет задачу исследования процессов горения, происходящих в реальных условиях.

Численный эксперимент - это один из эффективных путей теоретического исследования, который применяется в настоящее время намного чаще. В основе численных моделей лежат математические модели реальных процессов, в частности физических. Чем точнее модель отражает какой-то процесс, тем лучше соответствие решения, полученного на основе этой модели, и результатов эксперимента. Но для получения хорошего согласия с экспериментом только построения физической и математической модели еще не является достаточным условием. Необходим также надежный метод решения систем уравнений, входящих в математическую модель.

В то же время аналитическое решение уравнений удается получить, как правило, для простых линейных систем, которые описывают идеализированные упрощенные процессы. Большинство же систем уравнений, описывающих реальные физические процессы, это нелинейные дифференциальные уравнения высокого порядка с источниками-

ми членами, решить которые можно, как правило, только численно. Другими словами, численные решения – это основной и порой единственный путь теоретического исследования реальных сложных физических процессов. При исследовании сложных физико-химических процессов в различных областях науки и техники необходимо уметь разрабатывать полный комплекс: многопроцессорная высокоскоростная вычислительная система, адекватная математическая модель, описывающая реальный физический процесс, и точный метод решения систем дифференциальных уравнений, составляющих основу математической модели.

В этой связи становится необходимым создание новых моделей, позволяющих более точно рассчитывать поля скорости, температуры и концентрации основных составляющих топлива и продуктов горения. Ограниченность теоретических методов и сложность экспериментального исследования турбулентных реагирующих течений в реальных системах предопределили цель настоящей работе, новые научные результаты которой способствуют развитию теории турбулентного горения однофазных и многофазных сред и вносят вклад в решение фундаментальных проблем макрокинетики, теории горения и взрыва, актуальных проблем современной теплофизики и др.

В настоящей работе методами численного моделирования проведено комплексное исследование процессов тепломассопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих системах. Были созданы физико-математические и химические модели для описания с достаточно высокой точностью процессов, происходящих в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок, двигателей внутреннего сгорания и т.п.

# **1 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В РЕАГИРУЮЩИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ**

## **1.1 Основные методы и этапы математического моделирования процесса горения**

Исследование тепломассопереноса в турбулентных течениях при наличии химических реакций является главной задачей теплофизики и гидроаэродинамики, поскольку такие течения широко распространены в природе и играют важную роль во многих технических устройствах. Знание закономерностей этих течений является важным при построении теории физики горения, при создании новых физико-химических технологий, а также при решении проблем теплоэнергетики и экологии. Развитие теории конвективного тепломассообмена, разработка на этой базе технологических процессов и систем с рациональным использованием энергетических ресурсов является актуальной задачей. Строгая теория реагирующих турбулентных многофазных течений в настоящее время отсутствует из-за большого числа взаимосвязанных процессов, которые необходимо учитывать при создании математических моделей.

Основным инструментом теоретического исследования нелинейных процессов тепломассопереноса в движущихся средах с учетом разнообразных физических явлений (таких, как турбулентность, лучистый теплообмен, горение, многофазность, внешние силы и др.) является математическое моделирование и вычислительный эксперимент, которые включают в себя не только разработку численных методов и проведение численных расчетов, но и глубокий анализ рассматриваемой модели, ее адекватности реальному процессу. При этом компьютерное моделирование в

значительной степени заменяет дорогостоящие и трудоемкие экспериментальные исследования.

Методы математического моделирования нашли широкое применение в различных областях науки и техники и включают в себя разработку физико-математических моделей, численных методов и программного обеспечения, проведение численного эксперимента с привлечением средств вычислительной техники. В науке и технике преимущества метода компьютерного моделирования очевидны: оптимизация проектирования, сокращение затрат на отработку, повышение качества продукции, уменьшение эксплуатационных расходов и т.д. Численное моделирование существенно преобразует также сам характер научных исследований, устанавливая новые формы взаимосвязи между экспериментальными и математическими методами, и позволяет с высокой точностью провести теоретическое исследование нелинейных физических процессов тепло-массопереноса и движения среды с учетом разнообразных физико-химических явлений.

В последнее время в нашей стране, как и за рубежом, происходит переориентация в использовании энергетических ресурсов, которая должна привести к существенному сокращению потребления нефти, природного газа в энергетике и к энерготехнологическому использованию жидких топлив, при этом актуальной проблемой является защита атмосферного воздуха от загрязнений. К основным, постоянно действующим источникам загрязнения воздушного бассейна, относятся работающие на угле теплоэлектростанции и промышленные топливосжигающие установки, поставляющие в атмосферу в больших количествах частицы золы и сажи, а также оксиды азота и серы.

Применение математического моделирования для исследования процессов тепло-массопереноса в течениях с горением привело к появлению различных программно-



ориентированных пакетов, с помощью которых более или менее успешно решаются как фундаментальные задачи, так и прикладные. Математическое моделирование горения жидких, газовых и твердых топлив является сложной задачей, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений: многоступенчатые цепные химические реакции, перенос импульса, тепла и массы путем конвекции, молекулярного переноса и излучения, турбулентность, испарение жидких капель и такие задачи, как правило, решаются численными методами [1-3].

В то же время аналитические решения, как правило, получают при очень грубых допущениях и предположениях, и полученное решение может оказаться непригодным для практического использования. Поэтому актуальным является вопрос о том, насколько корректно использование того или иного предположения или допущения, а соответственно необходимо ответить и на вопрос, в какой мере можно доверять имеющимся аналитическим решениям.

В настоящее время уделяется большое внимание научному проектированию химических реакторов и установок, в которых имеют место явления химического превращения, осложненные процессами турбулентного тепло-массо-переноса. В рассматриваемых системах протекают сложные физико-химические процессы, составляющими которых являются: движение потоков газа, массо-перенос, тепло-перенос, химическое превращение.

Сильное и неоднозначное взаимодействие между химией и динамикой жидкостей и газов и химией серьезно усложняет как экспериментальное исследование реагирующих течений, так и создание более или менее строгой теории. Поэтому для изучения поведения таких сложных систем может быть успешно использованы методы численного моделирования. Экспериментальные наблюдения

и приближенные теоретические модели предлагают законы, которым должна подчиняться физическая система. С помощью численных экспериментов можно проверить выполнение этих законов, получить количественные предсказания и сравнить эти предсказания с результатами известных экспериментов.

Строгий количественный расчет турбулентного факела конечного размера очень сложен, однако именно эта задача представляет наибольший практический интерес. Как показывает анализ научных публикаций, строгая теория турбулентного горения в данный момент далека от завершения. Существуют различные подходы моделирования турбулентных реагирующих систем, требующие дальнейшего развития и уточнения, а также применения их для решения конкретных задач.

Реагирующие системы включают в себя взаимодействие между несколькими процессами, одновременно происходящими в широком диапазоне масштабов времени и пространства. Высвобождение химической энергии при горении порождает градиенты давления, температуры и плотности, которые, в свою очередь, являются источниками процессов в газах, приводящих к переносу массы, импульса и энергии. Появление в 80-х годах многопараметрических моделей турбулентности второго и третьего порядка (это, соответственно,  $k$ - $\epsilon$  модели и модели напряжений Рейнольдса) привели к всплеску исследований по структуре турбулентности сложных течений, так как они позволили получать не только осредненные, но и пульсационные характеристики и проследить их эволюцию. Недостаток сегодняшнего состояния теории турбулентного горения заключается в том, что для исследований реагирующих течений используются те же модели турбулентности, что и для инертных потоков. Поэтому одной из основных проблем является создание модели, способной учесть эффекты

химической кинетики, наличие градиентов плотности, явления перехода ламинарного режима в турбулентный и обратно, а также фазовых переходов.

## **1.2 Обзор основных направлений в области моделирования течений при наличии горения**

Изучение процессов тепломассообмена всегда играло видную роль в развитии техники и естествознания. В конце 19 и в начале 20 веков исследования в этой области стимулировались главным образом потребностями возникшей в то время теплоэнергетики. В годы после второй мировой войны развитие авиации, атомной энергетики, ракетно-космической техники выдвинуло новые постановки задач тепломассообмена и вместе с тем – новые, более жесткие требования к полноте и надежности данных теории и эксперимента.

За последние десятилетия сфера интенсивного исследования и применения явлений тепломассообмена чрезвычайно расширилась. Она включает как ведущие направления техники: теплоэнергетика, химическая технология, металлургия, строительное дело, нефтепереработка, машиностроение, агротехника и т.д., так и основные естественные науки: физика, биология, геология и др. Теоретические исследования процессов тепломассообмена при наличии горения в настоящее время в значительной степени базируются на численном моделировании с использованием компьютерных программ.

Процесс горения частицы натурального твердого топлива представляет собой сложный комплекс физико-химических явлений. К ним относятся: теплообмен частицы с окружающей ее газовой средой и раскаленными стенками камеры горения, в результате чего происходит прогрев частицы; испарение содержащейся в ней влаги; выход и разложение сложных летучих органических соединений

угля; движение потока летучих от частицы и взаимодействие их с кислородом газовой среды; физико-химические превращения минеральной части угля; наконец, протекающее одновременно с этими явлениями или после завершения некоторых из них горение скоксовавшейся частицы (диффузия к ней кислорода, химическая его реакция с углеродом частицы, вторичные реакции продуктов сгорания на раскаленной поверхности и вблизи нее).

Все перечисленные явления могут протекать как последовательно во времени, так и одновременно. Естественно, что одновременный анализ этих явлений оказывается практически невозможным, к тому же некоторые из них, например, реакции разложения летучих органических соединений угля в процессе их выхода или цепные химические реакции при горении углерода, до настоящего времени ни количественно, ни качественно достаточно не изучены. В связи с этим при расчете процесса горения возникает необходимость некоторой его схематизации, с исключением отдельных звеньев, не оказывающих существенного влияния на ход процесса в целом.

Моделирование горения впрысков жидких топлив в развитой турбулентности является актуальным в связи с широким использованием распыленного жидкого топлива (автомобильного, авиационного, дизельного и ракетного) в различных двигателях. К жидким топливам относятся нефть, бензин, керосин, солярка, жидкий водород, гептил и др. При горении жидких топлив может быть выделено несколько его стадий. На первой стадии происходит впрыск топлива в камеру сгорания через форсунку с распылением на мелкие капли. Затем происходит испарение капель и смешение их с окислителем, после чего происходит воспламенение и горение топливовоздушной смеси.

Первая часть процесса – распыление топлива - во многом определяет эффективность последующего горения,

чем меньше капля, тем быстрее происходит испарение, смешение с окислителем и воспламенение. В дизельных двигателях жидкость подается через малые отверстия под действием очень высокого давления, за счет этого происходит распыление топлива – жидкость распадается на тонкие пленки и нити, которые затем принимают капельную форму. В ракетных двигателях распыление часто осуществляют столкновением струй. Это дает возможность подать большое количество топлива в камеру сгорания.

Для решения инженерных задач, связанных с горением газов, необходимо рассчитывать параметры процессов, протекающих в проектируемых устройствах, а это является трудной проблемой в связи с большим числом процессов, которыми оно должно управлять. Однако, в некоторых случаях можно получить аналитическое решение, которое является более ценным для проведения предварительных оценок при проектировании и разработке различных устройств.

Основой процесса горения топлива в камерах сгорания являются химические реакции его горючих элементов с кислородом, причем эти реакции протекают в потоке в сложных условиях в сочетании с рядом физических процессов, накладывающихся на основной химический процесс. Такими процессами являются: движение подаваемых в топочную камеру составляющих горючую смесь газовых, твердых или жидких диспергированных веществ, они поступают в системе струй и потоков в ограниченном пространстве топочной камеры с развитием вторичных, в том числе и вихревых, течений, в совокупности образующих сложную структуру аэродинамики топки. При этом необходимо учесть конвективный перенос, турбулентную и молекулярную диффузию исходных веществ и продуктов реакции в газовом потоке, а при сжигании твердых и жидких топлив, также перенос газовых реагентов к дисперги-

рованными частицам; передачу тепла, выделяющегося в ходе химических реакций, в газовом потоке и от газовой среды к экранным поверхностям, размещаемым в топочной камере.

Каждый из этих процессов, даже в условиях отсутствия химических источников тепла, является сложным, а их исследование – еще не полностью решенной самостоятельной задачей. Топочный процесс усложнен по сравнению с собственно процессом горения и включает также процессы, связанные с поведением минеральной части топлива при горении и с протеканием явлений, сопутствующих горению.

Процесс горения является нестационарным по интенсивности, кинетике и динамике протекания химических и физических процессов в топочной камере и ограничен весьма кратким временем пребывания в ней горючей смеси. В камере сгорания процессы протекают в условиях непрерывного изменения полей температур, концентраций, скоростей и химического состояния реагирующих веществ. В этих условиях процесс математически может быть описан сложной системой нелинейных дифференциальных уравнений. Аналитическое решение этих уравнений с учетом всей сложной совокупности явлений процесса горения в условиях, близким к топочным, не представлялось возможным.

Одной из основных задач теории горения является изучение роли физических процессов (массотеплообмена, характера движения газов, аэродинамики, теплового и воздушного режимов топки) в протекании химических реакций горения для того, чтобы физические процессы организовать таким образом, чтобы они наиболее благоприятствовали протеканию реакций горения и топочного процесса в целом. Интенсификация процесса теплообмена при термической обработке различных материалов

является в настоящее время одной из важнейших задач промышленной технологии [4-5].

Изучение процессов переноса с возрастающей за последние годы интенсивностью привело к дальнейшему, более ясному пониманию многих фундаментальных аспектов явления. На протяжении жизни одного поколения ученых получено детальное объяснение многих механизмов течения и переноса как в неограниченной и покоящейся внешней среде, так и в замкнутых объемах. Большое внимание уделено более сложным видам переноса, объединяющим свойства и внешних, и внутренних течений. Явления переноса чрезвычайно разнообразны и существуют они в объемах одно- и многофазных жидкостей [6].

Д.М. Хзмалян и Т.В. Виленский провели математическое моделирование процесса горения пылевоздушной смеси в факеле с введением в систему дифференциальных уравнений процесса горения уравнений и зависимостей для физических процессов, входящих в общий сложный физико-химический процесс горения [7].

При расчетах движения газовой среды чаще всего используют хорошо известные методы теории турбулентных струй. В основе метода, предложенного Г.Н. Абрамовичем [8], лежат применение заранее подобранного профиля скорости (или температуры), с достаточным приближением аппроксимирующего опытный профиль, и интегральные законы сохранения импульса, теплосодержания и т.п. Однако, при использовании данного метода для расчета сжимаемых струй возникают трудности, обусловленные громоздкостью расчетов и необходимостью разбиения струи на отдельные участки с дальнейшим «стыкованием» полученных для каждого участка решений.

Более простым и точным в соответствии с экспериментальными данными является метод «эквивалентной задачи теории теплопроводности», разработанный Л.А. Вулисом и

его учениками [9]. Этот метод позволяет производить расчет непрерывной деформации произвольного начального профиля скорости (температуры и др.) во всей области развития струи без разбиения ее на участки.

В работе [10] представлена система критериальных уравнений движения газовой среды и твердых частиц в ней, тепломассообмена в газовой среде, горения частицы и полидисперсной пыли, теплообмена для частицы, энергии, описывающих подобие процесса горения в топочной камере и в ее огневой модели. Из этой системы при определенных упрощающих условиях и допущениях получена система критериев приближенного огневого моделирования.

Развитие вычислительных технологий на современном этапе позволяет решать сложнейшие задачи процессов тепломассопереноса в реагирующих течениях с учетом многих параметров. В монографии [11] изложен общий метод численного моделирования неравновесных течений с физико-химическими превращениями. Развита процедура численного решения произвольного числа дифференциальных уравнений в частных производных, использующая технику квазилинеаризации совместно с неявной конечно-разностной схемой. В качестве иллюстраций применения метода представлены результаты численного анализа диффузионного горения турбулентной струи водорода в спутном потоке воздуха с использованием реалистичной схемы превращений и двухпараметрической модели пульсационного движения.

В монографии [12] рассмотрены сеточные методы для решения некоторых общих задач теории тепломассообмена. Эти процессы исследуются в системах тел с подвижными границами фаз, при высокоинтенсивных нестационарных процессах и в условиях, когда они связаны с деформированием систем. В работе [13] рассмотрены физические и химические процессы при горении энергоемких



веществ в условиях постоянного давления, постоянного и полужамкнутого объемов в тепловых машинах. Анализируются причины неустойчивости и аномалий, возникающих при горении твердых топлив.

При моделировании процессов сжигания твердого топлива в топочных камерах применяется ряд различных моделей. Рассмотрим некоторые из этих моделей. Так, в [14] излагаются результаты исследования режимов работы химических реакторов, описывается процедура составления математических моделей реакторов. Здесь приведены сведения о химической кинетике и теории химических реакторов, которые необходимы при составлении математических моделей промышленных энергетических агрегатов.

В работе [15] обоснованы требования к разрабатываемой математической модели локальных процессов горения топлива в дизеле. Описаны принципы формирования системы кинетических уравнений двухстадийного горения топлива и способы определения констант скоростей химических реакций. Значения кажущейся энергии активации оценены при помощи уточненной автором связи между энергией активации и тепловым эффектом химических реакций. Кинетические уравнения локальных процессов образования окиси азота составлены на основе расширенного механизма Зельдовича.

В работе [16] рассматривается подход к построению математических моделей процессов горения угля в котлоагрегате в условиях непараметрической неопределенности, а также задача управления качеством процесса и его оптимизации. Используемые непараметрические алгоритмы моделирования, управления и оптимизации позволяют по мере поступления текущей информации об исследуемом процессе составить основу алгоритмического обеспечения системы управления качеством котлоагрегата.

В монографии [17] проанализированы и систематизированы некоторые результаты изучения процессов конвекции и теплопереноса на основе решения двумерных нестационарных уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, включая методы их численного решения и ускорения расчетов, а также методы графической и статистической обработки.

В монографии [18] на основе математической «модели поршня» описано изучение газодинамических и тепловых процессов, в которых существенную роль играют нелинейные объемные источники (стоки) различной природы и другие физические эффекты. Исследования проведены путем сочетания аналитических методов, качественного анализа систем дифференциальных уравнений и вычислительных экспериментов.

В работе [19] представлена математическая модель теплообмена и горения пылеугольного топлива в топочной камере энергетического котла, в основе которой принята модель неизотермического несжимаемого многокомпонентного газа. При этом течение газа считается установившимся и все уравнения записываются в стационарной постановке. Для компьютерной реализации данной математической модели авторами используется программный комплекс  $\sigma$ -flow, который позволяет рассчитывать стационарные и нестационарные, ламинарные и турбулентные течения с химическими реакциями и сложным теплообменом.

Авторами работы [20] проведено моделирование турбулентного течения в пограничном слое со вдувом водорода через проницаемую пластину во внешний поток воздуха. Для расчета турбулентных характеристик использовалась модификация  $k$ - $\varepsilon$  модели Лэма и Бремхорста. Расчеты произведены как с учетом, так и без учета отличия числа Льюиса от единицы. При определении концентраций

промежуточных и конечных продуктов горения и температуры использовалось предположение о химическом равновесии. Полученное в работе распределение турбулентных пульсаций позволяет сделать вывод о ламинаризации потока при горении.

В книге [21] при описании различных аспектов процесса горения авторы объединяют механику сплошной среды и химию горения. С точки зрения единого подхода подробно рассматриваются вопросы химии горения, подходы к разработке численных моделей процессов горения различных систем и образования вредных продуктов при горении углеводородных топлив.

Автором работы [22] поставлен и решен ряд задач, в области исследования гидродинамических процессов, процессов теплообмена и горения в паровых котлах. Обсуждаются математические постановки задач, этапы их решения и алгоритмы. В большинстве случаев результаты получены с использованием ЭВМ. Применены современные методы вычислений, приведены необходимые сведения из соответствующих разделов математики.

Внедрение новых технологий в промышленности требует значительных материальных затрат, в связи с чем к методам проектирования и отработки оборудования предъявляются все возрастающие требования. Современные методы математического моделирования позволяют существенно сократить суммарные затраты и сроки создания нового оборудования. Таким образом, в настоящее время, особое внимание приобретает не только создание эффективных физических и математических моделей, но и разработка новых более совершенных методов численной реализации систем разностных уравнений, описывающих конвективный теплоперенос в камерах сгорания реальных энергетических объектов.

### **1.3 Экспериментальные и теоретические исследования реагирующих течений**

Несмотря на то, что почти все процессы горения природных топлив происходят в турбулентных потоках, количественные методы расчета турбулентных течений с реакциями все еще остаются в стадии развития. Построение моделей турбулентного горения оказалось трудной задачей вследствие недостаточно высокого уровня знаний о турбулентности и ее сложном взаимодействии с химическими реакциями в пламени и термодинамикой горения. Последние данные измерений показали, что модели физических процессов, основанные на том, что известно об изотермических или нереагирующих турбулентных течениях, могут оказаться неприменимыми в реагирующих течениях [23]. Ввиду этого существует постоянная необходимость в проведении хорошо продуманных экспериментов, которые обеспечат получение фундаментальных количественных и качественных результатов, необходимых для более глубокого понимания турбулентного горения. Такие данные имеют большое значение в разработке, проверке и совершенствовании моделей турбулентных течений с реакциями.

Вначале необходимо рассмотреть особенности диффузионного горения. Газовые факелы различают по ряду существенных признаков, отражающих гидродинамические и физические особенности явления и способы организации процесса. В соответствии с этим можно условно классифицировать газовые пламена по различным признакам – режиму течения, способу образования горючей смеси, характеру протекания процесса, геометрии факела и аэродинамической схеме движения. В зависимости от режима течения различают ламинарные и турбулентные пламена [24]. Если в поле течения факела происходит переход от ламинарного движения к турбулентному, то обра-

зуются так называемые переходные факелы, в которых сочетаются ламинарная и турбулентная формы движения.

В зависимости от способа подготовки горючей смеси различают два предельных случая - горение однородной стехиометрической смеси и предварительно не перемешанных газов. Эти два типа факелов принято называть также гомогенным и диффузионным. Наряду с этим диффузионное горение противопоставляется кинетическому горению и по другому признаку - лимитирующему в сложном процессе явлению - транспорту реагентов к месту сгорания или кинетике химических реакций. При этом первый тип горения – диффузионный – наблюдается и при горении не перемешанных газов, и при горении однородной смеси. В случае кинетического горения – скорости реакций низки, а диффузии относительно высоки. Поэтому в объеме факела при отдельной подаче топлива и окислителя реагирующие компоненты успевают перемешаться. В результате независимо от способа подачи реагентов кинетическое горение осуществляется во всем объеме факела.

В гомогенном факеле процесс смешения реагентов осуществляется вне объема факела, так что в зону горения поступает заранее подготовленная смесь. Так как процесс смешения, как правило, является значительно более коротким и напряженным, чем диффузионный, горение в нем практически полностью завершается в пределах начального участка струи, т.е. на протяжении первых трех-пяти калибров. При горении не перемешанных газов процессы смешения и горения компонентов протекают одновременно и непосредственно в зоне реакции. В этом случае факел оказывается значительно более протяженным.

Очень большое техническое значение имеет осуществление процесса горения в турбулентном газовом потоке. Турбулентность увеличивает скорость горения и дает возможность весьма сильной интенсификации процесса.

Необходимо различать два вида турбулентного горения: горение однородной смеси и микродиффузионное турбулентное горение. В случае горения однородной смеси могут реализоваться два случая: мелкомасштабная и крупномасштабная турбулентность в сравнении с толщиной фронта пламени.

Наибольшее значение имеет случай крупномасштабной турбулентности. Здесь, в свою очередь, возможны два механизма ускорения горения: поверхностный и объемный. Поверхностный механизм заключается в искривлении фронта пламени турбулентными пульсациями. При этом скорость горения возрастает пропорционально увеличению поверхности фронта. Однако, такое описание процесса имеет смысл лишь в условиях, когда химическая реакция в пламени заканчивается быстрее, чем успеет произойти турбулентное смешение. Если же турбулентное смешение обгоняет химическую реакцию, то сама зона реакции размывается турбулентными пульсациями. В этом случае имеет место механизм объемного турбулентного горения.

В работах Саммерфилда, приведенных в [25], при горении метана в воздухе была обнаружена широкая зона химической реакции; измерялось пространственное распределение промежуточного продукта - радикала СН и конечного продукта - паров воды. Измерения показали, что место, где заканчивается образование паров воды, в турбулентном пламени удалено на расстояние от 2 до 10 мм от места максимальной концентрации радикала СН, в то время как толщина фронта нормального пламени не превышает 0.5 мм. Таким образом, в этом случае эксперимент непосредственно свидетельствовал об объемном механизме турбулентного горения. Напротив, Кокушкин [25, с.416-428] изучал пульсации температуры в бензино-воздушном факеле.

В настоящее время известно [26], что знание только средних значений таких пульсирующих величин, как температура и концентрации реагирующих компонентов, а также знание продуктов реакции недостаточно для полного описания сложных процессов химического превращения в условиях неизотермичности и турбулентности и даже в тех случаях, когда влиянием химической реакции на газодинамические характеристики системы можно пренебречь. Тем не менее, в настоящее время взаимное влияние горения и турбулентности изучено недостаточно.

Существование градиентов плотности составляет одно из важнейших свойств реагирующих течений, которое обычно не рассматривается классическими моделями нереагирующей турбулентности. Градиенты плотности порождают завихренность путем взаимодействия с окружающими градиентами или флуктуациями в поле давления. Когда массовая плотность постоянна, все эффекты, потенциально зависящие от источникового члена в уравнении завихренности, отсутствуют.

Как отмечается в [27], в нереагирующей турбулентности спектр завихренности определяется макроскопическими масштабами, для промежуточных и коротких длин волн имеется каскадное распределение из-за неустойчивости и растяжения вихрей, а короткие длины волн в спектре диссипируются за счет вязкости. Существует также обратное влияние коротковолновых флуктуаций на более длинноволновые. При горении локализованное выделение тепла в смешанных пакетах топлива и окислителя вызывает сильное, но скоротечное расширение реагирующих газов. Получившаяся область низкой плотности имеет масштабы длины, типичные для процесса горения, и взаимодействует с градиентами давления, генерируя новую завихренность в потоке на тех же характерных масштабах. Завихренность

на этих масштабах особенно эффективна для смешения и здесь возникает взаимодействие завихренности.

В работах по динамике вихрей, включающих расчет двумерных слоев смешения, показано, что детерминированные структуры увлечения потоков весьма существенны для объяснения подъема диффузионного пламени. В исследованиях реагирующих течений рассматривались безграничные потоки и поэтому задавались начальная завихренность и ее влияние на сохраняющийся скаляр (который может диффундировать и участвовать в реакции). Изменяя параметры вихря, были рассчитаны смешения потоков на масштабах длины и скорости, характерных для реагирующих течений, т. е. на масштабах сравнимых или много больших толщины зоны реакции. Таким образом, дискретные вихри позволяют описать скорость турбулентной конвекции, а реагирующий и диффундирующий скаляр вычисляется в фиксированной эйлеровой системе координат.

Существенно одномерные профили концентрации топлива, окислителя и других реагентов по нормали к реагирующей поверхности изменяются не только из-за конвекции и молекулярной диффузии, но также из-за химических реакций. Энергия, выделяемая химическими реакциями, является усложняющим аспектом проблемы смешения реагирующего течения. Выделение энергии в газовых потоках ускоряет расширение и, если течение существенно экзотермично, может индуцировать плавучесть. Так химическая кинетика реализует обратную связь с гидродинамикой.

В работе [28] рассмотрены и приведены результаты методов лазерной диагностики турбулентных реагирующих течений, включая рэлеевское и комбинационное рассеяние. В турбулентной среде лазерное зондирование особенно полезно ввиду того, что получаемая информация



обладает высоким пространственным и временным разрешением.

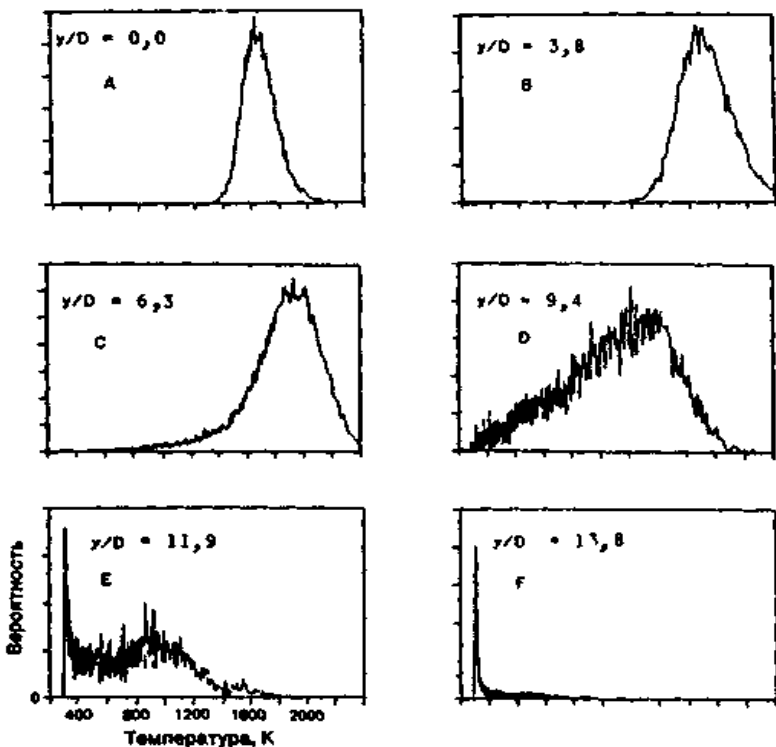
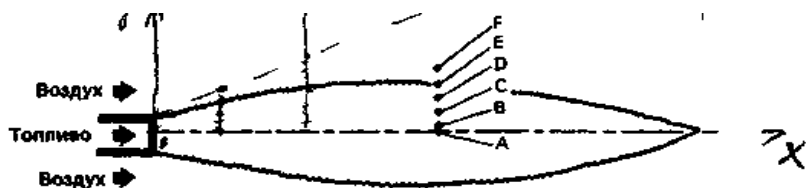
Вначале методы рассеяния лазерного излучения в газах применялись к инертным средам. Были разработаны методы определения скорости газа по рассеянию на частицах, плотности газа по рассеянию на молекулах, а также состава и температуры газа с использованием спонтанного комбинационного излучения. Позже эти диагностические средства стали применяться в газовых системах с химическими реакциями. Сначала их применение относилось к горению в ламинарных потоках, в которых внешние условия стабильны и удобны для развития методики. Затем, по мере прояснения физических основ методов, появились их приложения к процессам турбулентного горения.

Существует немного примеров использования лазерного рэлеевского рассеяния в исследованиях горения, главным образом потому, что этот метод не зависит от вида молекул и подвержен влиянию упругого рассеяния от частиц и стенок. Для измерений температуры или плотности при тщательном проведении эксперимента было использовано лазерное рэлеевское рассеяние. Эти эксперименты в основном проведены на установке, предназначенной для изучения диффузионных пламен в аэродинамической трубе с естественной тягой на осесимметричной топливной струе, расположенной, в передней части измерительного участка.

Состав топлива тщательно подбирался так, чтобы сечения рассеяния топлива, воздуха и продуктов сгорания отличались не более чем на 2%, даже при первоначально не перемешанных реагентах. Были измерены распределения вероятностей температуры в полностью турбулентном диффузионном пламени, которые показаны на рисунке 1, где  $x/D$  и  $y/D$  — безразмерные расстояния от сопла и по радиусу.

В этом эксперименте внутренний диаметр сопла был равен  $D=0,53\text{см}$ . Средняя скорость топливной смеси, состоявшей из аргона (с мольной долей 0,22) и водорода, равнялась 154 м/с, а скорость спутного потока воздуха 8,5 м/с. Число Рейнольдса струи составляло 24 000. Изменения средней плотности по оси и радиусу струи дали зависимость изображенную на рисунке 2, где также показаны результаты расчетов по равновесной и частично равновесной моделям.

Например, были выполнены одновременные измерения рэлеевского рассеяния и флуоресценции  $\text{C}_2$  на плоскости в метановоздушном турбулентном пламени, позволившие зарегистрировать пространственное и временное распределение температуры и положения фронта пламени. Получены распределения концентраций метана и кислорода в пламени, стабилизированного плохообтекаемым телом. Объединение методов точечных и плоскостных измерений дало возможность экспериментаторам решать задачи турбулентного горения.



$y/D = 0, 3.8, 6.3, 9.4, 11.9, 13.8$  – различные положения по радиусу

Рисунок 1 – Распределения вероятностей температуры при  $x/D=65$

Экспериментальное исследование [23] турбулентного диффузионного пламени с теми же условиями представляет собой прекрасный тестовый пример вследствие большого

значения числа Рейнольдса (24 000), что обусловлено добавлением аргона к водороду. Некоторые характерные результаты моделирования с помощью модели турбулентности показаны на рисунках 3, 4, 5 в виде радиальных профилей параметров на расстояниях  $x/D$ : 30, 50 и 70. Безразмерная средняя скорость  $\bar{u}/u_0 \equiv (\bar{u} - u_e)/(u_0 - u_e)$ .

На рисунках 3 – 5 в расчете хорошо согласуется с экспериментальными данными. Здесь  $u_0$  и  $u_e$  - значения средней скорости на выходе струи и в спутном потоке воздуха соответственно.

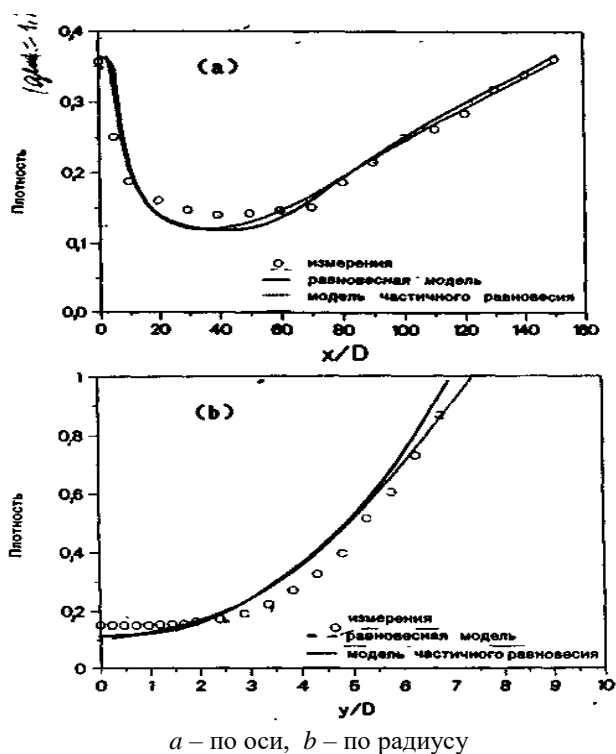


Рисунок 2 – Значения средней плотности  $\rho/\rho_0$  в пламени водородо -аргоновой смеси

В статье [29] приводятся характеристики камеры сгорания и анализ тепловых режимов, для которого использовались результаты эксперимента [30] по измерению температурных полей в камере сгорания метана в воздухе: диаметр камеры  $D=0,45$  м, диаметры отверстий вводов первичного и вторичного потоков  $d_1=0,01$  м и  $d_2=0,081$  м соответственно. Расход топлива  $23\text{ м}^3/\text{ч}$  (81,9 % метана и 18,1 % азота), расход воздуха  $108\text{ м}^3/\text{ч}$ ; значения чисел Рейнольдса в обоих потоках одинаковы ( $Re=32\ 000$ ). В работе использовался метод функции плотности вероятности (ФПВ) для получения средних значений параметров потока, как в приближении локального термодинамического равновесия, так и с учетом конечной кинетики при турбулентном горении в осесимметричных камерах предварительно перемешанных коаксиальных потоков топлива и окислителя.

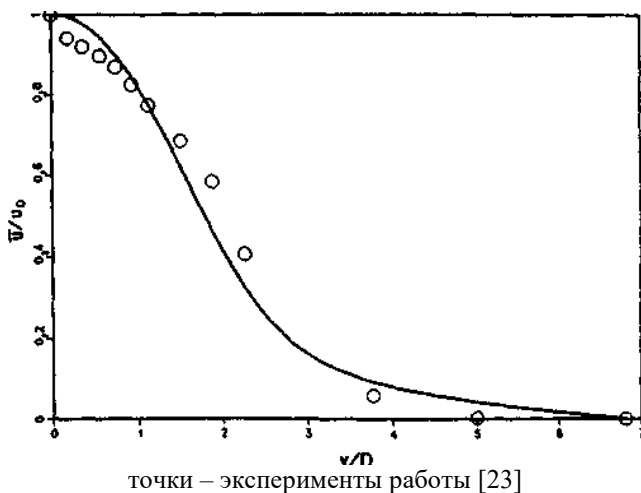
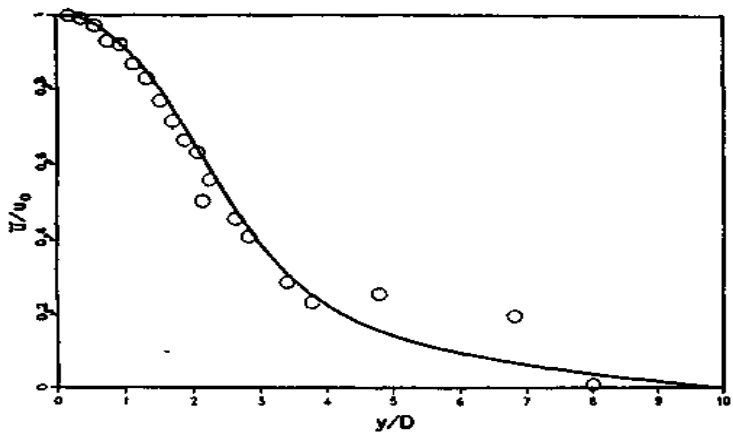
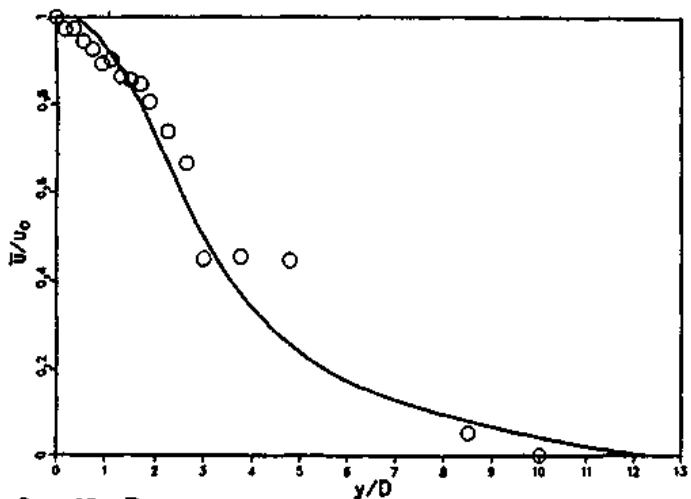


Рисунок 3 – Распределение по радиусу безразмерной средней скорости  $u/u_0$  при  $x/D = 30$



точки – эксперименты работы [23]

Рисунок 4 – Распределение по радиусу безразмерной средней скорости  $u/u_0$  при  $x/D = 50$



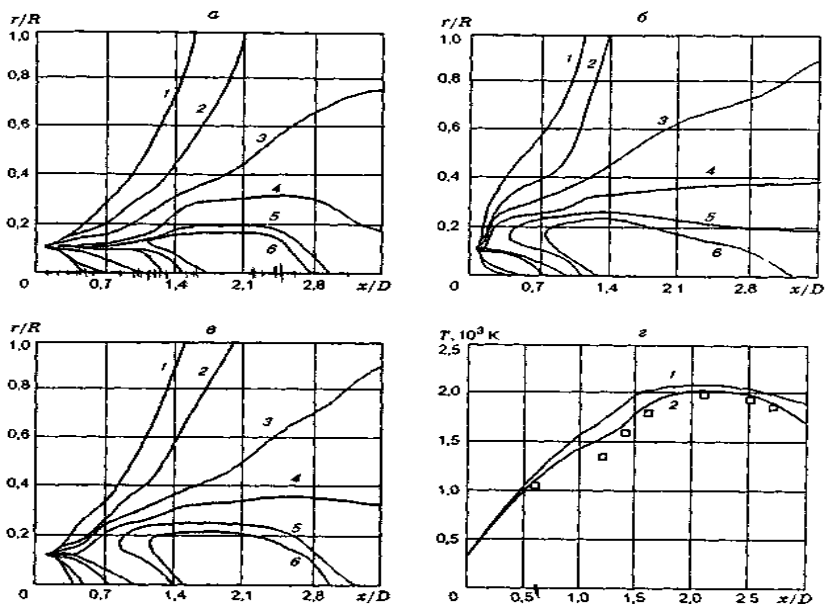
точки – эксперименты работы [23]

Рисунок 5 – Распределение по радиусу безразмерной средней скорости  $u/u_0$  при  $x/D = 70$

Топливо и окислитель подавались в камеру сгорания отдельно по цилиндрическим коаксиальным каналам диаметрами  $d_1$  и  $d_2$ . На входе в камеру задавались расход, температура, давление и состав топлива и окислителя, по которым пересчитываются значения всех переменных на входе (скорость, турбулентные характеристики потоков, плотность и т. д.).

Для определения пульсационных характеристик течения вблизи стенок был использован метод пристеночных функций. Введение пристеночных функций позволило существенно уменьшить количество расчетных узлов в направлении нормали к поверхности. В этом случае граничные условия задавались не на самой стенке, в области вязкого подслоя, где резко изменяются характеристики, а на некотором расстоянии от нее, в так называемом логарифмическом слое.

Результаты расчетов представлены на рисунке 6.



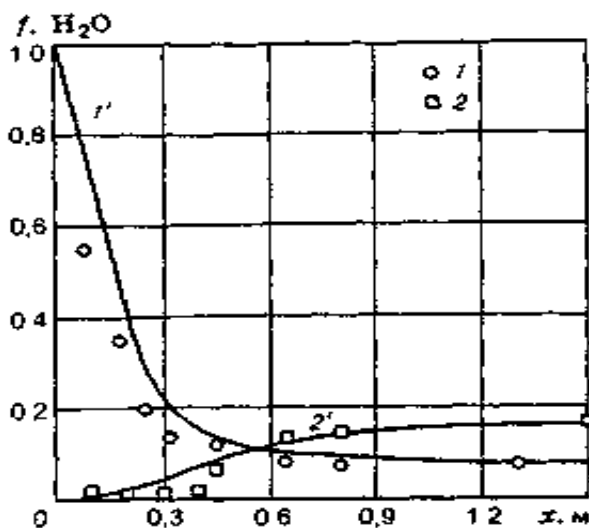
*a* – эксперимент [30], *б, в* – расчет [29],  $T, K$ : 1 – 700, 2 – 1100, 3 – 1300, 4 – 1500, 5 – 1700, 6 – 1900; *г* – сопоставление расчетных [29] и экспериментальных [30] данных вдоль оси реактора, 1, 2 – расчет [29, с.3-12] в приближении термодинамического равновесия соответственно с учетом и без учета турбулентных пульсаций.

Рисунок 6 – Распределения температуры

Видно, что наиболее близкая к эксперименту картина наблюдается в случае *б*, т. е. когда учитываются турбулентные флуктуации. В этом приближении модель обеспечивает существование областей, в которых вследствие флуктуации концентрации присутствуют одновременно топливо и окислитель. В результате температурные уровни в них ниже, чем в термодинамическом приближении, предполагающем наличие либо реагентов, либо продуктов реакции в каждой расчетной ячейке.

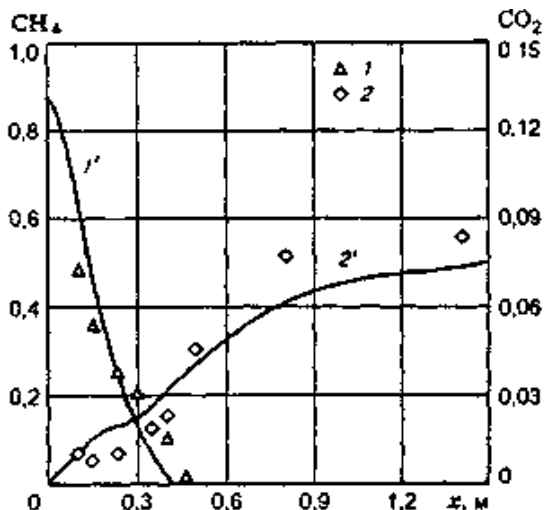


Для проверки адекватности расчетов реагирования двух предварительно не перемешанных коаксиальных турбулентных потоков привлекались экспериментальные данные работы по измерению концентраций продуктов горения метана [31]. Эксперимент проводился в цилиндрическом канале со следующими геометрическими размерами:  $D=0,203$  м,  $L=1,524$  м,  $d_1=0,016$  м и  $d_2=0,057$  м. Расход топлива  $0,0031$  кг/с в первичном потоке и  $0,0362$  кг/с — во вторичном. Первичный поток состоял из смеси метана и азота при температуре  $286$  К. В качестве вторичного потока использовался воздух, подогретый до  $589$  К. Давление составляло  $0,85$  атм.



1,  $1'$  - функция смешения, 2,  $2'$  - концентрация паров воды на оси камеры сгорания; точки – экспериментальные данные [31]

Рисунок 7 – Моделирование горения метана в коаксиальном потоке воздуха



1, 1' и 2, 2' -молярные доли метана и углекислого газа на оси камеры сгорания; точки – экспериментальные данные [31, р.183-195]

Рисунок 8 – Моделирование горения метана в коаксиальном потоке воздуха

Расчеты проводили в приближении локального термодинамического равновесия. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных функции смешения и молярных концентраций  $H_2O$ ,  $CH_4$  и  $CO_2$ , представленных на рисунках 7, 8, демонстрирует удовлетворительное согласие. Наблюдаемое на начальном участке канала некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных концентраций рассматриваемых компонентов объясняется использованием термодинамического приближения, которое не учитывает конечность скорости горения метана в реальном эксперименте. В работе метод ФПВ позволил правильно предсказать поведение основных переменных. Использование данного подхода при учете конечной кинетики

позволяет рассчитывать средние скорости реакций с учетом двойных корреляций.

Скорости переноса в турбулентных течениях на несколько порядков выше, чем скорость молекулярного переноса в не турбулентных течениях. Это связано с корреляциями между пульсационными компонентами скорости ( $u'$ ,  $v'$  и  $\omega$ ) и корреляциями между скоростью и скалярными величинами, описывающими состояние вещества (температурой  $T'$ , плотностью  $\rho$  или концентрациями веществ). Большинство моделей турбулентного течения включает модели для таких корреляций. Эти внутренние модели в идеальном случае должны проверяться прямым сопоставлением с экспериментальными данными по корреляциям.

Однако, несмотря на множество предложенных внутренних моделей, ни одна из них не проверялась таким образом ввиду малочисленности корреляционных измерений. Вместо этого приходилось сравнивать общие результаты моделирования со средними значениями, полученными в экспериментах. Такое сравнение, к сожалению, не является достаточно надежным критерием точности внутренних моделей. Требуется прямое и однозначное экспериментальное определение корреляций.

Большая часть современных знаний о турбулентности основана на наблюдениях в потоках с постоянной плотностью. Хотя в настоящее время уже получены большие успехи в расчетах не реагирующих течений с постоянной плотностью, некоторые крупные проблемы остаются нерешенными. Эти проблемы усложняются, если рассматривать горение в турбулентном потоке.

Например, не ясно, как изменяется турбулентность под воздействием больших изменений плотности в пламени. Не ясно, как учесть экспоненциальные изменения химической скорости реакции при больших пространственных и временных изменениях температуры газа. Как

и в случае турбулентности при постоянной плотности, можно предвидеть, что прогресс будет результатом качественных и количественных наблюдений при проведении экспериментов.

Турбулентность является трудно моделируемым процессом, и в еще большей степени это касается реагирующей турбулентности, поэтому для реагирующих течений, как правило, используются те же модели турбулентности, что и для нереагирующих течений, с некоторыми поправками, учитывающие отдельные факторы, играющие роль при горении. Аналогичный подход используется и в настоящей работе.

## **2 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА**

В основе математической модели, которая описывает течения газов или жидкостей лежат уравнения сохранения массы и импульса. Для потоков, в которых происходят процессы теплопередачи, а также для сжимаемых сред необходимо дополнительно решать уравнение сохранения энергии. В течениях с процессами смешивания различных составляющих, с реакциями горения и др. необходимо добавить уравнение сохранения компонентов смеси или уравнения сохранения для фракций смеси и их изменений. Для турбулентных течений система уравнений дополняется транспортными уравнениями для турбулентных характеристик. Для вращающихся потоков топлива и воздуха требуется в общем случае решение сложной трехмерной задачи. Рассмотрим основные уравнения математической модели [32-45].

## 2.1 Уравнение неразрывности и закон сохранения импульса

Закон сохранения массы. Уравнение сохранения массы, или уравнение неразрывности, может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = S_m \quad (1)$$

Уравнение (1) – общая форма закона сохранения массы для несжимаемых и сжимаемых потоков, где слагаемое  $S_m$  - источниковый член. Он определяет массу, добавленную к непрерывной фазе от дисперсной второй фазы (например, испарение жидких капель) и любые другие источники, определенные конкретной физической задачей.

Когда источники массы отсутствуют, и происходит только лишь преобразование составляющих компонентов, закон сохранения массы можно записать следующем в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2)$$

Закон сохранения импульса. Сохранение импульса в  $i$  направлении в инерциальной системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i, \quad (3)$$

где  $p$  - статическое давление,  $\tau_{ij}$  - тензор напряжений,  $\rho g_i$  - гравитационная сила,  $F_i$  - внешние массовые силы

(например, силы, возникающие в результате взаимодействия с дисперсной фазой) в  $i$  направлении,  $F_i$  также может содержать другие зависящие от модели задачи характеристики источника, такие как например пористые среды и дополнительные источники.

Тензор напряжения определяется соотношением:

$$\tau_{ij} = \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (4)$$

## 2.2 Уравнение энергии

Изменение энергии в реагирующих турбулентных течениях может быть обусловлено следующими процессами: поток полной энергии за счет конвекции; поток полной энергии за счет молекулярного теплопереноса; изменение энергии за счет работы сил давления на поверхности контрольной области; изменение энергии за счет работы сил трения на поверхности контрольного объема; изменение энергии за счет работы объемных сил; поглощение или выделение энергии в результате химических преобразований или за счет энергии теплового излучения.

С учетом вышеуказанных причин уравнение энергии в общем виде можно записать как:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\rho E + p)) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum_{j'} h_{j'} J_{j'} + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h, \quad (5)$$

где  $k_{eff}$  - эффективная теплопроводность, которая определяется суммой  $k_l + k_t$  (ламинарная и турбулентная теплопроводность соответственно),  $J_{j'}$  - диффузионный поток компонента  $j'$ .

Первые три слагаемые в правой части уравнения (5) описывают передачу энергии за счет проводимости, диффузии и вязкой диссипации, соответственно. В источниковом члене  $S_h$  учитывается тепло за счет химических реакций и любые другие объемные источники энергии. В уравнении (5) введено следующее обозначение:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2}, \quad (6)$$

где теплосодержание  $h$  определяется для идеальных газов как:

$$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'}, \quad (7)$$

и для несжимаемых потоков как:

$$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'} + \frac{p}{\rho} \quad (8)$$

В уравнениях (7) и (8)  $m_{j'}$  - массовая доля субстанции  $j'$ , а

$$h_{j'} = \int_{T_r}^T c_{p,j'} dT. \quad (9)$$

Для источникового члена  $S_h$  имеем:

$$S_h = S_{str} + S_{abr} + S_{h,p} \quad (10)$$

В этой сумме учитывается тепло за счет излучения, конвективного обмена между частицами и газовой фазой и тепло сгорания. При наличии твердых угольных частиц в общем потоке последнее слагаемое в уравнении (10) определяется как:

$$S_{h,p} = \sum_j \sum_l \dot{N}_{p,j} (d_{p,l}) \int_{\tau_i}^{\tau_0} \pi Nu \lambda (T_G - T_p) d\tau \quad (11)$$

Для источника энергии за счет химических преобразований в процессе горения будем иметь:

$$S_{abr} = \dot{M}_{koks} Hu_{koks} + \dot{M}_{Fl} Hu_{Fl} \quad (12)$$

Теплообмен излучением  $S_{str}$  будет подробно рассмотрен в следующих разделах работы.

### 2.3 Уравнение для компоненты

Для определения концентрации каждой компоненты смеси (например, CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, кокс или C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>) в элементе объема записывается соответствующее балансное соотношение. Данное уравнение учитывает физические и химические процессы, которые оказывают влияние на изменение концентрации данных веществ. Наряду с конвективным и диффузионным переносом, необходимо учитывать вклад химических реакций и физические процессы, такие как, например сушка топлива и др. В элементарном объеме полная масса определяется как сумма масс всех  $n$  компонентов:

$$m = \sum_n m_n \quad (13)$$

Для записи общего балансного соотношения для компонент систем в качестве переменной величины можно использовать ряд значений. Например:

Массовая концентрация:



$$\sum_n \frac{m_n}{m} = 1 \quad \left[ \frac{\kappa\mathcal{L}}{\kappa\mathcal{L}} \right]; \quad c_n = \frac{m_n}{m} \quad (14)$$

Объемная концентрация:

$$\sum_n \frac{V_n}{V} = 1 \quad \left[ \frac{\mathcal{M}^3}{\mathcal{M}^3} \right]; \quad c_n = \frac{V_n}{V} \quad (15)$$

Концентрация:

$$\sum_n \frac{m_n}{V} = \rho \quad \left[ \frac{\mathcal{M}^3}{\kappa\mathcal{L}} \right]; \quad c_n = \frac{m_n}{V} \quad (16)$$

Использование объемной концентрации является непрактичным, поскольку необходимо вводить дополнительные уравнения для учета изменения объема с температурой. Поэтому в нашей модели мы используем массовые концентрации, а в химических реакциях используются мольные концентрации моль/м<sup>4</sup>. В общее балансное уравнение вводятся соответствующие коэффициенты для перерасчета в массовые концентрации. В общем виде уравнение для концентрации компонент смеси можно записать как:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_n) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i c_n) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{c_n,eff}} \frac{\partial c_n}{\partial x_i} \right] + S_{c_n} \quad (17)$$

В этом уравнении слагаемое  $S_{c_n}$  учитывает вклад химических реакций в изменение концентрации компонентов. В многокомпонентных смесях:

$$S_{c_n} = \sum \omega_{n,r}, \quad (18)$$

где  $\omega_{n,r}$  определяется как скорость реакции вещества  $n$  в реакции  $r$ .

## 2.4 Моделирование турбулентности

Движения вязкой жидкости в природе и технических устройствах в основном являются турбулентными. Турбулентные течения характеризуются пульсациями скоростей. Эти пульсации способствуют смешиванию транспортируемых характеристик, таких как импульс, энергия и концентрация компонент, и вызывают колебания этих характеристик. Так как эти пульсации могут быть малых масштабов, но иметь высокую частоту, поэтому, непосредственно в практических технических расчетах их вычисление является очень сложной задачей. Вместо этого мгновенные (точные) определяющие уравнения могут быть усреднены по времени и представлены в виде среднего по ансамблю, что приводит к модифицированным системам уравнений, которые в вычислительном отношении требуют меньше затрат для решения. Однако, модифицированные уравнения содержат дополнительные неизвестные переменные. Поэтому, для их определения необходимы дополнительные модели турбулентности.

Точное решение уравнений Навье-Стокса с временной зависимостью для турбулентных течений с высокими числами Рейнольдса в сложных геометрических конфигурациях является практически невозможной задачей на современном этапе. Два альтернативных метода могут использоваться для преобразования уравнений Навье-Стокса таким способом, при котором крупные турбулентные колебания непосредственно не моделируются. Это методы осреднения Рейнольдса и фильтрация. Оба метода вводят дополнительные слагаемые в определяющие уравне-

ния, которые должны быть смоделированы, чтобы замкнуть систему уравнений.

В осреднении Рейнольдса переменные в мгновенных точных уравнениях Навье-Стокса, преобразуются в средние (осредненные по ансамблю или времени) и колеблющиеся составляющие. Тогда для компонентов скорости имеем:

$$u_i = \overline{u_i} + u_i', \quad (19)$$

где  $\overline{u_i}$  и  $u_i'$  средние и мгновенные компоненты скорости ( $i = 1, 2, 3$ ), а

$$\overline{u_i} = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} u_i d\tau \quad (20)$$

При этом  $\overline{u_i'} = 0$ , а  $\overline{u_i' u_i'} \neq 0$ . Аналогично, для давления и других скалярных величин имеем:

$$\phi_i = \overline{\phi_i} + \phi_i' \quad (21)$$

Используя эти выражения и проведя соответствующие преобразования, для закона сохранения импульса получим следующее соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i u_j} + \overline{\rho u_i' u_j'}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \right) \right) \quad (22)$$

Основной задачей турбулентных моделей является определение слагаемого  $\overline{\rho u_i' u_j'}$ . Транспортное уравнение для этой величины можно получить в результате комбина-

ции основного уравнения - закона сохранения импульса и выражения (22). Эти преобразования подробно приведены в работе [33]. В общем случае для выражения  $\overline{u_i u_j}$  можно записать следующее соотношение:

$$-\overline{u_k \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_i}} = T_{ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (23)$$

В уравнении (23)  $\overline{u_k \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_i}}$  - конвективный перенос  $\overline{u_i u_j}$ ,  $T_{ij}$  - диффузионный перенос  $\overline{u_i u_j}$  определяется как:

$$T_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u_k u_i u_j} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} + \overline{\frac{p'}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j)} \right), \quad (24)$$

$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u_k u_i u_j} \right)$  - диффузионный перенос за счет колебаний скорости,

$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( -\nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right)$  - вязкая диффузия, при высоких числах

Рейнольдса и этим слагаемым можно пренебречь,

$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{\frac{p'}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j)} \right)$  - диффузионный перенос за счет колебаний давления,

$P_{ij}$  - производство  $\overline{u_i' u_j'}$  и оно определяется через соотношение:

$$P_{ij} = -\overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_k} - \overline{u_j' u_k'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k}, \quad (25)$$

$\Phi_{ij}$  слагаемое с учетом давления и напряжения:

$$\Phi_{ij} = -\frac{\overline{p'}}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_i} \right), \quad (26)$$

$\varepsilon_{ij}$  - вязкая диссипация и она равна:

$$\varepsilon_{ij} = -2\nu \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \quad (27)$$

Метод осреднения по Рейнольдсу для моделирования турбулентности требует решения уравнений для напряжений Рейнольдса в уравнении для импульса. Обычно используется гипотеза Буссинеска [32, с.454-456], которая связывает Рейнольдсовы напряжения с осредненными градиентами скоростей:

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_i} \right) \delta_{ij}. \quad (28)$$

Гипотеза Буссинеска используется в большинстве моделей турбулентности (Spalart-Allmaras, k- $\varepsilon$  и k- $\omega$  моделях). Преимущество этой методики заключается в небольших вычислительных ресурсах, что объясняется способом вы-

числения турбулентной вязкости  $\mu_t$ . В модели Spalart-Allmaras решается только одно уравнение переноса для турбулентной вязкости. В случае  $k$ - $\varepsilon$  и  $k$ - $\omega$  моделей решается два дополнительных уравнения переноса (для турбулентной кинетической энергии  $k$ , и скорости турбулентной диссипации  $\varepsilon$ , или специфической скорости диссипации,  $\omega$ ), а турбулентная вязкость  $\mu_t$  вычисляется как функция  $k$  и  $\varepsilon$ . Недостатком гипотезы Буссинеска является то, что вводится предположение об изотропности турбулентной вязкости, что строго говоря не всегда верно.

В группу  $k$ - $\varepsilon$  моделей турбулентности входят несколько различных моделей: стандартная  $k$ - $\varepsilon$  модель, Realizable  $k$ - $\varepsilon$  модель и перенормированная  $k$  -  $\varepsilon$  модель. Все три модели имеют похожую форму уравнений для  $k$  и  $\varepsilon$  [34]. Основные различия этих моделей состоят в следующем:

- метод вычисления турбулентной вязкости,
- турбулентные числа Прандтля, управляющие турбулентным распространением  $k$  и  $\varepsilon$ ,
- слагаемое, определяющее производство и деструкцию в уравнении для  $\varepsilon$ .

Транспортные уравнения, методы вычисления турбулентной вязкости и констант моделей для каждой модели свои. Особенности, которые по существу характерны для всех моделей, включают турбулентное производство, обусловленное плавучестью, с учетом эффектов сжимаемости и моделирования тепломассопереноса.

Для моделирования турбулентной вязкости и замыкания системы нами использовалась стандартная  $k$ - $\varepsilon$  модель турбулентности:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu^{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \dot{I} - \rho \varepsilon, \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \Pi - c_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (30)$$

где  $\Pi = \left[ \mu_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$  - производство

кинетической энергии турбулентности,  $\rho\varepsilon$  - преобразование кинетической энергии пульсационного движения во внутреннюю энергию (диссипация),  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  - соответствующие числа Прандтля.

Система уравнений (1), (3), (5), (17) и (29-30) является незамкнутой, т.к. при турбулентном режиме течения эффективные коэффициенты переноса  $\mu_{eff}$ ,  $a_{eff}$ ,  $D_{eff}$  являются неизвестными функциями. Согласно аналогии Рейнольдса [35], можно использовать следующие соотношения:

$$\rho a_{eff} = \frac{\mu_{eff}}{Pr_{eff}}, \quad \rho D_{eff} = \frac{\mu_{eff}}{Sc_{eff}},$$

где  $Pr_{eff}$ ,  $Sc_{eff}$  - эффективные числа Прандтля и Шмидта соответственно, значения которых задаются постоянными. Тогда в соответствии с (29)-(30) достаточно использовать модель турбулентности только для определения  $\mu_{eff}$ .

В работе [36] рассматриваются уравнения баланса кинетической энергии турбулентности и ее диссипации, полученные из законов сохранения импульса и кинетической энергии. При таком подходе отпадает необходимость введения дополнительных гипотез относительно воздействия на турбулентные напряжения, как, например, в однопараметрических моделях первого порядка. Стандартная  $k$ - $\varepsilon$

модель турбулентности является достаточно простой и наиболее проверенной. Различными авторами [37-39] с помощью этой модели был успешно рассчитан целый класс не реагирующих течений с естественной и вынужденной конвекцией.

Используемая в данной работе  $k$ - $\epsilon$  модель относится к двухпараметрическим моделям, в которых решаются дифференциальные уравнения в частных производных для масштаба турбулентной составляющей скорости и линейного масштаба турбулентного течения. В  $k$ - $\epsilon$  модели турбулентности в качестве такого линейного масштаба принимается скорость вязкой диссипации турбулентной энергии  $\epsilon$ .

Детальный вывод уравнений переноса для кинетической энергии турбулентности  $k$  и вязкой диссипации  $\epsilon$  с оценкой членов уравнений приведен в [40-41]. Эффективная вязкость определяется модельным соотношением Колмогорова-Прандтля:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (31)$$

где  $\mu$  - физическая вязкость,  $C_{\mu}$  - экспериментальная константа.

Гипотезы, которые выдвигались при получении уравнений переноса кинетической турбулентной энергии и скорости ее диссипации, приводят к тому, что  $k$ - $\epsilon$  модель в форме (29) - (31) ограничена течениями с высокими числами Рейнольдса и с изотропной турбулентностью. Турбулентные числа Прандтля и Шмидта являются эмпирическими константами для моделирования турбулентных процессов переноса вещества и энергии. Для турбулентного числа Прандтля-Шмидта предлагается значение, равно 0,9.



Анализируя (1), (3), (5), (17) и (29-30) мы можем записать обобщенное уравнение переноса величины  $\Phi$  в турбулентных течениях:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{\Phi}) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\bar{u}_i\bar{\Phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\tilde{A}_{\delta,eff} \frac{\partial\bar{\Phi}}{\partial x_i}\right) + S_{\delta}, \quad (32)$$

где теперь  $\bar{\Phi}$  - обобщенная транспортная переменная, которая может принимать значения:  $\{u, v, w, T$  (или  $h=c_p T$ ),  $c, k, \varepsilon\}$ , а  $\tilde{A}_{\delta}$  - обобщенный коэффициент обмена,  $S_{\delta}$  - источниковый член в уравнениях переноса.

В дальнейшем для удобства записи опустим черточки над осредненными величинами в уравнении (32). Метод решения и соответствующие граничные условия для каждой конкретной задачи приведены ниже в соответствующих разделах.

Для определения пульсационных характеристик в главе 6 используется трехпараметрическая  $k$ - $\varepsilon$ - $\overline{T'^2}$  модель. В этом случае величины  $k$  и  $\varepsilon$  находятся из следующих транспортных уравнений, записанных в приближении стационарного двумерного пограничного слоя:

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{r\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho\varepsilon + C_{kf} f, \quad (33)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} f$$

Здесь  $f = \rho g \beta \sqrt{k T'^2}$ , а средний квадрат пульсаций температуры определяется из соответствующего уравнения переноса [42]:

$$\rho u \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_t}{\sigma_T} \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial r} \right) + c_{T1} \mu_t \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 - c_{T1} \rho \varepsilon \frac{\overline{T'^2}}{k} \quad (34)$$

Эти модельные уравнения содержат обычные по форме члены, описывающие конвективный перенос, диффузионный перенос и источники: генерация  $k$  и  $\varepsilon$  за счет деформации поля осредненной скорости, вязкая диссипация, массовые силы. Последние члены в этих уравнениях (соответствующие источникам) представлены здесь не в строгом виде, как они получаются при выводе уравнений (33)-(34), а в виде модельных выражений и в большинстве своем содержат экспериментальные константы. Эмпирические константы  $C_\mu$ ,  $C_k$ ,  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $C_{\varepsilon 3}$ ,  $C_{T1}$ ,  $C_{T2}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $\sigma_T$ , используемые в этой модели, взяты из [43] и приведены в таблице 1.

При выводе уравнений (33)-(34) предполагалось, что турбулентность является изотропной, т.е.  $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ . Для сдвиговых течений, которые рассматриваются в настоящей работе в действительности это не так. Чтобы получить адекватную картину распределения пульсационных составляющих скорости, а также их корреляций между собой и с температурными пульсациями, в настоящей работе используются следующие алгебраические соотношения [43-45]:

$$\overline{u'v'} = \frac{1 - C_2}{C_1} \overline{v'^2} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial y};$$

$$\overline{v'^2} = \frac{2}{3} k \frac{C_1 - 1 + C_2 \frac{\Sigma}{\varepsilon}}{\frac{\Sigma}{\varepsilon} - 1 + C_1}$$

$$\overline{u'^2} = \frac{2}{3} k \frac{(3 - 2C_2) \frac{\Sigma}{\varepsilon} - 1 + C_1}{\frac{\Sigma}{\varepsilon} - 1 + C_1};$$

$$\overline{u'T'} = -\frac{k}{C_{1T}\varepsilon} (C_{2T} - 1) \overline{v'T'} - \overline{u'v'} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (35)$$

$$\overline{v'T'} = -\frac{k}{C_{1T}\varepsilon} \overline{v'^2} \frac{\partial T}{\partial y}; \quad \Sigma = -\overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial y}$$

Полученная модель является значительно более общей, чем стандартная  $k$ - $\varepsilon$ - модель. Как показали сопоставления результатов, полученных при упрощенном алгебраическом моделировании вторых моментов с результатами расчетов по полной алгебраической модели и экспериментальными данными, подобная методика достаточно реально описывает поведение измеренных осредненных и пульсационных величин [45].

Таблица 1 – Константы модели турбулентности

Формула (30)	$C_\mu$				
	0,09				
Уравнения (33)	$\sigma_k$	$C_k$			
	1,0	0,5			
	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	
	1,3	0,44	1,92	1,44	
Уравнение (34)	$\sigma_T$	$C_{T1}$	$C_{T2}$		
	0,9	2,8	1,7		
Алгебраические соотношения (35)	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C'_1$	$C'_2$
	1,8	0,6	0,6	0,6	0,3

### **3 ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА**

Теоретическое исследование турбулентного тепло-массопереноса в реагирующих течениях может быть проведено с использованием математической модели (32), представленной в предыдущем разделе. Это модель представляет собой сложную систему неавтономных нелинейных многомерных дифференциальных уравнений в частных производных, состоящую из уравнений неразрывности, состояния и движения вязкой среды, уравнений распространения тепла и диффузии для компонентов реагирующей смеси и продуктов реакций с учетом радиационного переноса и многофазности среды и уравнений выбранной модели турбулентности. К этим уравнениям необходимо добавить уравнения химической кинетики, определяющих интенсивность нелинейных источников энергии и вещества.

Эта полная система уравнений с трудом поддается решению, даже для простых течений обычно не имеет аналитического решения и может быть решена только численно. Их точный расчет является сложной проблемой анализа, а если рассматривать важные с практической точки зрения трехмерные режимы горения в системах с реальной геометрией (топочные устройства, газовые турбины и камеры двигателей внутреннего сгорания), то он исключительно трудоемок и требует огромных вычислительных затрат. Численное моделирование процессов тепло-массообмена в настоящее время приобретает все более значительную роль в связи с тем, что для современной науки необходимы данные о таких процессах, экспериментальное изучение которых в лабораторных или природных условиях очень сложно и требует огромных материальных затрат, а в не-

которых случаях просто невозможно. В последнее время при изучении процессов тепломассопереноса был осуществлен переход от решения отдельных частных задач к постановке вычислительных экспериментов, охватывающих целый класс явлений в достаточно широком диапазоне определяющих параметров. При этом создаются целые комплексы программ, позволяющие проводить численные исследования наиболее сложных явлений, к которым в частности относятся, процессы конвективного тепломассопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках при наличии быстропротекающих физико-химических превращений веществ. В последние годы за рубежом при проектировании и модернизации промышленных печей и камер сгорания широкое распространение получили компьютерные технологии, основанные на математическом моделировании термогазодинамики внутритопочного пространства (горение, тепломассообмен) с помощью быстродействующей компьютерной техники. Для этой цели разработаны и применяются коммерческие пакеты универсальных программ, использующие последние достижения вычислительной техники, математики, горения, тепломассообмена. В настоящее время использование численных методов в данном направлении становится более приемлемым, и большие проблемы становятся более привлекательными и решаемыми.

Преимущества моделирования:

- меньшая цена по сравнению с экспериментом или измерением;
- вычислительные эксперименты проводятся в более короткие сроки, чем трудно выполняемые эксперименты, которые могут привести к разрушению физической модели (взрывы, аварии);
- полная хронология переменных (скорости, температуры, давления, концентрации и т.д.) доступна во

всей области вычислений;

– изобилие данных, которые могут быть обработаны и представлены в графиках, изображениях и фильмах, которые трудно получить путем измерений.

Недостатки моделирования:

– численные методы могут неправильно использоваться или тестироваться (числовое решение не сходится или является неустойчивым);

– модели не описывают все физические или химические процессы достаточно адекватно, так как они намеренно упрощены и подсчитаны без учета погрешностей этих упрощений.

Следовательно, очень важно тестировать в деталях компьютерные программы с аналитическими решениями и измерениями и произвести подходящее согласование. Несмотря на все недостатки, методы математического моделирования нашли широкое применение в различных областях науки и техники.

Эти методы включают в себя разработку физических и математических моделей, численных методов и программного обеспечения, проведение численного эксперимента с привлечением средств вычислительной техники. В науке и технике преимущества метода математического моделирования очевидны: оптимизация проектирования, сокращение затрат на отработку, уменьшение эксплуатационных расходов и т.д. Методы компьютерного моделирования позволяют проводить исследования течений жидкостей и газов с учетом сложных физических явлений:

- однофазные или многофазные течения;
- с учетом и без учета теплопереноса;
- с учетом и без учета изменения состояния;
- с учетом и без учета химических реакций.

При исследовании процессов тепломассопереноса компьютерные методы играют решающую роль. Они широко применяются в следующих технологиях:

- теплообменные устройства;
- камеры сгорания;
- паровые и газовые турбины;
- насосы, вентиляторы и компрессоры;
- реакторы, перегоночные колонны;
- автомобилестроение;
- самолето- и ракетостроение.

Развитие методов математического моделирования в области исследований процессов тепломассопереноса в течениях с горением привело к появлению различных программно-ориентированных пакетов, с помощью которых более или менее успешно решаются как фундаментальные задачи, так и прикладные, с которыми в повседневной практике приходится сталкиваться различным предприятиям топливно-энергетического комплекса [46].

Благодаря значительному прогрессу в развитии вычислительных методов решения задач, описываемых сложными системами дифференциальных уравнений и увеличению мощности современных вычислительных машин теоретические исследования процессов тепломассообмена в значительной степени базируются на их численном моделировании с использованием современной вычислительной техники. Существующие методы позволяют вести расчеты процессов тепломассообмена в широком диапазоне условий и с учетом максимально возможных факторов, влияющих на эти процессы [47].

Сейчас в мире разработано большое количество современных программных комплексов по изучению движения газов и жидкости, например:

- Коммерческие: FLUENT, ANSYS, CFX, STAR – CD;



- Открытые компьютерные комплексы: FDS (NIST), GMSH;
- Программы разработанные университетами (Homemade CFD program);
- Решение уравнений на базе: MATLAB, MATHEMATICA.

Эти компьютерные коды основаны на решении уравнений баланса для:

- массы и фазовых переходов;
- энергии;
- импульса;
- турбулентных характеристик.

Кроме того, программные комплексы включают в себя подмодели или дополнительные уравнения для:

- теплопроводности;
- конвективного тепло и массопереноса;
- теплообмена излучением;
- диффузии;

- материальных и фазовых переходов (кинетические реакции горения, уравнения состояния и др.). В большинстве устройств, использующих процесс горения, течение обычно бывает турбулентным. Температура, концентрация реагентов и другие параметры изменяются вследствие как химических реакций, так различных физических процессов: конвекция, диффузия, лучистый теплообмен и др. Очень часто именно физические факторы оказывают определяющее влияние на полноту сгорания и условия воспламенения [48-49].

Модель распада вихрей Eddy Dissipation Model (EDM) была разработана для описания турбулентных пламен предварительно перемешанных смесей и диффузионных пламен. Она основана на предположении, что химические реакции очень быстро приводят реагирующую смесь к равновесному состоянию - другими словами, скорость хи-

мической реакции намного выше, чем скорость смешения горючего и окислителя. Согласно этой модели для иницирования процесса горения достаточно, чтобы горючее и окислитель (обычно воздух) находились в одном контрольном объеме. Рассматриваемая ситуация предполагает возможность существования стабильного пламени. Модель EDM хорошо зарекомендовала себя при проектировании камер сгорания газовых турбин для прогнозирования распределения температуры внутри объема жаровой трубы и связанных с ней тепловых нагрузок. Использование модели EDM вместе с моделью лангранжевых частиц позволяет моделировать процессы, происходящие в топках энергетических котлов, в том числе оценивать оптимальную степень измельчения угля. Поскольку очень мелкий размол топлива неэкономичен и часто приводит к нарушениям расчетного режима горения, к недостаткам модели распада вихрей можно отнести то, что она неверно предсказывает уровень эмиссии окислов азота, а также с недостаточной точностью имитирует процесс воспламенения смесей. Вместе с тем этими весьма важными аспектами горения нельзя пренебрегать. В противоположность неограниченно высоким скоростям («быстрая химия») модель Finite Rate Chemistry Model (FRC) учитывает следствия конечности скорости химических реакций. Она позволяет рассчитывать скорости реакций, описываемых молекулярным взаимодействием между компонентами жидкости. FRC-модель может быть объединена с моделью распада вихрей при расчете пламен, в которых скорость химических реакций слабо конкурирует с темпом перемешивания реагентов.

Использование новых компьютерных и информационных технологий и программных продуктов при исследовании широкого круга современных задач науки и техники, а именно численное моделирование реальных технологических процессов приобретает особое значение и имеет

огромное практическое приложение. Основным инструментом теоретического исследования процессов сжигания твердых топлив в топочных камерах энергетических объектов с учетом разнообразных физических и химических явлений, таких как лучистый теплообмен, горение и др. является математическое моделирование и вычислительный эксперимент. При этом математическое моделирование включает в себя не только разработку численных методов и проведение численных расчетов, но и глубокий научный анализ рассматриваемой модели, ее адекватности реальному процессу, а также выработку конкретных рекомендаций по применению новейших компьютерных технологий для описания реальных технологических процессов.

Программы, разработанные для моделирования процессов тепломассопереноса, распространенные в настоящее время, в основном различаются степенью полноты учитываемых при моделировании факторов. Второе различие связано с методами получения и решения разностных уравнений: уравнения тепломассопереноса могут быть записаны в дифференциальном или интегральном виде. В настоящее время среди численных методов наиболее широкое применение нашли следующие методы: метод конечных разностей (МКР), метод конечных элементов (МКЭ) и метод конечного объема (МКО).

МКР базируется на уравнениях в дифференциальной форме, при этом дифференциальные операторы заменяются конечно-разностными соотношениями различной степени точности. Как правило, они строятся на ортогональных сетках (прямоугольной, цилиндрической и т.д.). Это позволяет факторизовать операторы и свести решение многомерной задачи к последовательности одномерных задач, а значит намного упростить и ускорить решение общей системы уравнений. К недостаткам этого метода следует от-

нести плохую аппроксимацию границ сложных областей, что не слишком принципиально для уравнений теплопроводности, но довольно существенно для уравнений гидродинамики. Метод также плохо работает в случае когда толщина стенок становится сравнимой с размером шагам сетки.

Метод конечных элементов (МКЭ) и метод конечного объема (МКО) базируются на уравнениях тепломассопереноса в интегральном виде. Область, в которой решаются уравнения, разбивается на элементы, внутри которых строятся аппроксиманты функций на основе системы базисных функций, определенных на элементе. «Проектируя» интегральные уравнения на эти базисы, получают систему разностных уравнений. Эта система значительно сложнее принятой в МКР, ее решение требует больших ресурсов памяти и немалого машинного времени. Преимущество МКЭ - хорошая аппроксимация границы, недостатки – необходимость добротного генератора конечных элементов, сложность уравнений, невозможность факторизации.

Модификации МКО пытаются соединить в себе простоту и факторизацию МКР и хорошую аппроксимацию границ между различными материалами и различными фазами МКЭ. Оптимальный подход состоит не в выборе какого-то одного метода решения, а в использовании комбинации различных методов, что позволило бы получить выигрыш в скорости расчета, точности и адекватности получаемых результатов экспериментальным данным. Однако, на практике применить это комбинирование во многих случаях не представляется возможным. В любом случае использование того иного метода предполагает:

-написание программы для решения задачи и обработки результатов с помощью современных компьютерных технологий. На данном этапе также применяются известные пакеты программ, созданные для решения различных

задач теплофизики. В этом случае проводится отладка выбранного пакета программ и его тестирование на примере простейших случаев;

- решение конкретной физической задачи, анализ и обработка полученных результатов;

- сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными, полученными непосредственно на реальном объекте и данными, приведенными в литературе и полученными другими исследователями. При необходимости внесение тех или иных корректировок в физическую, математическую и геометрическую модели задачи или усовершенствование численного метода и расчетной программы;

- внедрение результатов численного моделирования на практике.

Метод конечных элементов позволяет просто моделировать геометрически сложные области течений. Для трехмерных задач конвективного теплопереноса основными недостатками при использовании метода конечных элементов являются большие затраты машинного времени и памяти. Для таких задач наиболее пригодным считается метод контрольного объема, который физичен по существу и наиболее ярко и просто описывает сам процесс численного моделирования.

В общем случае для численного решения той или иной задачи вся расчетная область разделяется разностной сеткой на дискретные точки или объемы, непрерывное поле переменных заменяется дискретными значениями в узлах сетки, а производные, входящие в дифференциальные уравнения, заменяются их приближенными выражениями через разности значений функций в узлах сетки. Существуют различные методы получения разностных уравнений [50-54]. Метод получения разностных уравнений с помощью метода контрольного объема состоит в том, что

для каждой ячейки расчетной области используются физические законы сохранения и дифференциальные уравнения, описывающие эти законы сохранения (уравнения переноса), интегрируются по объему каждой ячейки. Тогда для уравнения баланса переменной  $\hat{O}$  (32) справедливо следующее интегро - дифференциальное уравнение:

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho \hat{O} dV = \iint_A \left( -(\rho \hat{O} u_i) + \tilde{A}_\delta \frac{\partial \hat{O}}{\partial x_i} \right) \vec{n} dA_{n_o} + \iiint_V S_\delta dV \quad (36)$$

Поверхностный интеграл в правой части (36) описывает конвективный и диффузионный перенос искомой переменной  $\hat{O}$  через поверхность  $A$  ячейки. Объемный интеграл в правой части описывает изменение переменной  $\hat{O}$  в объеме  $V$  за счет источников члена. Для интегрирования интегро-дифференциального уравнения (36) примем следующие предположения:

- в качестве значений переменной  $\Phi$  и свойств веществ используется среднее по объему ячейки значение;
- потоки через границы ячеек также определяются с помощью средних значений по площадям соответствующих поверхностей. Средние по площадям и по объему считаются равными.

Тогда для контрольного объема в декартовой системе координат (см. рисунок 9) из уравнения (36) получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \Phi)_p \Delta x \Delta y \Delta z = & \left[ (\rho \Phi u_1) \Big|_w - (\rho \Phi u_1) \Big|_e \right] \Delta y \Delta z + \\ & + \left[ (\rho \Phi u_2) \Big|_s - (\rho \Phi u_2) \Big|_n \right] \Delta x \Delta z + \left[ (\rho \Phi u_3) \Big|_b - (\rho \Phi u_3) \Big|_t \right] \Delta x \Delta y - \\ & - \left[ \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \right) \Big|_w - \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \right) \Big|_e \right] \Delta y \Delta z - \left[ \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \right) \Big|_s - \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \right) \Big|_n \right] \Delta x \Delta z - \\ & - \left[ \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \right) \Big|_b - \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \right) \Big|_t \right] \Delta x \Delta y + S_\phi \Delta x \Delta y \Delta z \end{aligned} \quad (37)$$

Анализ этого уравнения показывает, что наряду с величинами в центре контрольного объема (точка  $p$ ) требуются значения переменных и их производные на границах контрольного объема (точки  $e$ ,  $w$ ,  $b$ ,  $t$ ,  $s$ ,  $n$ ). Эти значения должны определяться с помощью интерполяции. Выбор метода интерполяции влияет на ошибки аппроксимации и устойчивость метода.

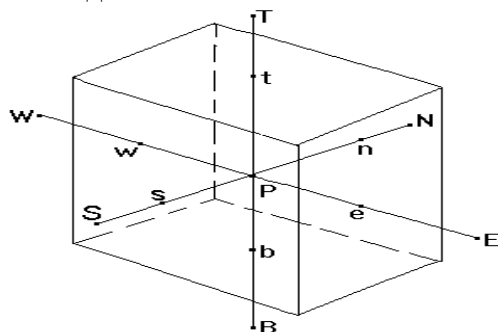


Рисунок 9 – Контрольный объем в декартовой системе координат

В технических течениях, когда конвективный перенос преобладает над диффузионным, большие затруднения вызывает аппроксимация конвективных членов. Методы высокого порядка становятся неустойчивыми при больших числах Рейнольдса, а методы первого порядка точности обладают значительной «схемной» или «аппроксимационной» вязкостью и искажают результаты численного счета.

«Схемная» вязкость, или как ее еще называют «численная» диффузия возникает, как известно, при использовании несимметричных разностей для аппроксимации конвективных членов в уравнениях переноса, а это приводит к тому, что в разностном уравнении появляется дополнительное слагаемое. Тогда численное решение этого уравнения будет соответствовать процессу переноса величины  $\phi$  в среде с дополнительной фиктивным коэффициентом

переноса, т.е. как бы с искаженным коэффициентом переноса. Величина этого искажения может быть уменьшена за счет уменьшения пространственного интервала  $\Delta x_i$  между узлами сетки. Но для технических процессов, когда абсолютное значение скорости существенно велико, искажение коэффициента переноса может оказаться намного больше действительного значения.

В этом случае важным критерием устойчивости является «сеточное» число Рейнольдса:  $Re = \frac{\Delta x_i u_i \rho}{\mu_{\text{eff}}}$ , образованное с помощью размеров контрольного объема и говорящее о том, что «численная» диффузия и неустойчивость увеличиваются с ростом ширины сетки.

Оценку коэффициента «численной» диффузии для вращающихся двухмерных течений с равномерной сеткой можно дать с помощью следующего соотношения, предложенного в [51]:

$$\Gamma_f \approx \frac{\sqrt{2}}{4} \rho \sin\left(\frac{4}{\pi} + \Theta\right) |\bar{u}| \Delta x \sin 2\Theta, \quad (38)$$

где:  $\Theta$  - угол между вектором скорости и линией решетки(сетки);  $|\bar{u}|$  - модуль вектора скорости. Анализ уравнения (38) показывает, что численная диффузия достигает своего максимального значения, если линия потока пересекает линию решетки под углом  $45^\circ$ .

В работе Патанкара [52] описываются часто применяемые в механике жидкости схемы аппроксимации: схемы против потока и центральной разности; гибридная схема и др. Им было показано, что разности против потока являются неограниченно устойчивыми, но они имеют первый порядок точности и является довольно грубыми. Схема с центральными разностями формально является более точ-



ной, но при  $Re > 2$  является неустойчивой. В связи с этим необходимо использовать очень мелкую сетку, что ведет к большим затратам памяти и машинного времени. В гибридных схемах центральные разности используются до критического числа Рейнольдса и разности против потока при больших сеточных числах Рейнольдса. Такие схемы дают меньшую погрешность аппроксимации и являются неограниченно устойчивыми [53].

Анализ показывает, что при сравнении результатов этих трех методов аппроксимации с экспериментальными данными все они дают примерно одинаковую погрешность. Но при этом следует отметить, что методы высших порядков требуют примерно в 3 раза времени больше, чем разности против потока. Поэтому при математическом моделировании сложных физических процессов наиболее целесообразным является использование простых и устойчивых схем аппроксимации. Из соображений устойчивости и экономии машинного времени в данной работе для решения системы уравнений переноса применяются разности против потока. Благодаря выбору достаточно мелкой сетки в тех областях, где ожидаются сильные градиенты искомой величины  $\phi$  и большой угол между линиями потока этой величины и сетки удастся тогда уменьшить влияние «численной» диффузии. Для конвективных членов в  $x$  - направлении разности против потока приводят к соотношениям:

$$(\rho u_1 \hat{\phi})_e = (\rho u_1)_e \hat{\phi}, \quad \text{при } u_1 > 0.0; \quad (\rho u_1 \hat{\phi})_e = (\rho u_1)_e \hat{\phi}_P \\ \text{при } u_1 < 0.0$$

Формулы для остальных границ ячейки аналогичны.

Для аппроксимации диффузионных потоков используется метод второго порядка точности, который здесь не вызывает никакой проблемы с устойчивостью. Для  $x$  - направления, например, имеем (см. рисунок 9):

$$\tilde{A}_{\hat{o}} \left. \frac{\partial \hat{o}}{\partial x} \right|_e = \tilde{A}_{\hat{o}, \hat{a}} \frac{\hat{O}_{\hat{A}} - \hat{O}_{\hat{D}}}{x_{1,E} - x_{1,P}}$$

Источниковый член в уравнении баланса интегрируется по контрольному объему. Если же источник является функцией переменной  $S_{\hat{o}} = f(\hat{O})$ , то она линеаризуется:

$$S_{\hat{o}} = S_{\hat{o}}^{RS} - S_{\hat{o}}^{AP} \hat{O}_P. \quad (39)$$

Линеаризация источникового члена подробно описана в [52].

Способ аппроксимации производных по времени также влияет на точность решения. В трехмерных задачах из-за нехватки памяти используется аппроксимация не более, чем с двумя слоями по времени. При этом можно использовать разности вперед и назад. Разности вперед приводят к явному методу решения уравнения:

$$\left. \frac{\partial \rho \hat{O}}{\partial t} \right|^n \approx \frac{\rho \hat{O}^{n+1} - \rho \hat{O}^n}{\Delta t} = RS(\hat{O}^n) \quad (40)$$

При этом шаг по времени подчиняется строгим критериям устойчивости:

$$\Delta t_{\max} \left\langle \text{Min} \left\{ \frac{\Delta x_i}{|u_i|} \right\} \right\rangle, \quad (41)$$

$$\Delta t_{\max} \left\langle \text{Min} \left\{ \frac{1}{2 \text{Re}} \frac{\Delta x^2 \Delta y^2 \Delta z^2}{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \right\} \right\rangle \quad (42)$$

Выполнение условий устойчивости (41-42) на практике часто приводит к неоправданному для достижения высокой точности уменьшению шага  $\Delta t$ . Использование при

аппроксимации производной по времени разностей назад приводит к неявному методу:

$$\left. \frac{\partial \rho \hat{O}}{\partial t} \right|^{n+1} \approx \frac{\hat{O} \rho^{n+1} - \hat{O} \rho^n}{\Delta t} = RS(\hat{O}^{n+1}) \quad (43)$$

Для решения системы уравнений (43) должны применяться итерационные методы решения. Неявные схемы являются безусловно устойчивыми, т.к. временной шаг для неявной схемы теоретически может быть произвольным. Но высокая устойчивость таких схем приводит к усложнению алгебраической стороны задачи, так как в этом случае приходится решать систему связанных друг с другом алгебраических уравнений. Это особенно касается многомерных и нелинейных уравнений поставленной нами задачи, которые как правило решаются методом итераций.

В настоящей работе система уравнений (32) решается с помощью совершенного неявного метода. Система алгебраических уравнений для разностного уравнения контрольного объема (37) имеет следующий вид:

$$a_p \hat{O}_p = \sum_{n=E,W,N,S,T,B} a_n \hat{O}_n + S_{\hat{o}}^{RS} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (44)$$

где коэффициенты при переменной  $\hat{O}_n$  в шести соседних точках контрольного объема определяются соотношениями:

$$a_E = \left( \text{AMAX}(0.0; -(\rho u)|_e) \right) + \frac{\tilde{A}_{\hat{o}, \hat{a}}}{\Delta x_e} A|_e \quad (45)$$

$$a_W = \left( \text{AMAX}(0.0; -(\rho u)|_w) \right) + \frac{\tilde{A}_{\hat{o}, w}}{\Delta x_w} A|_w \quad (46)$$

$$a_N = \left( \text{AMAX}(0.0; -(\rho v)|_n) \right) + \frac{\tilde{A}_{\hat{o}, n}}{\Delta y_n} A|_n \quad (47)$$

$$a_s = \left( \text{AMAX} (0.0; -(\rho v)|_s) \right) + \frac{\tilde{A}_{\delta,s}}{\Delta y_s} A|_s \quad (48)$$

$$a_T = \left( \text{AMAX} (0.0; -(\rho w)|_t) \right) + \frac{\tilde{A}_{\delta,t}}{\Delta y_t} A|_t \quad (49)$$

$$a_B = \left( \text{AMAX} (0.0; -(\rho w)|_n) \right) + \frac{\tilde{A}_{\delta,b}}{\Delta y_b} A|_b \quad (50)$$

Эти коэффициенты в свою очередь определяют коэффициенты  $a_p$  в центре контрольного объема:

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_s + a_T + a_B + S_{\delta}^{\Delta D} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (51)$$

Здесь для источникового члена, согласно уравнению (39), имеем следующее соотношение:

$$S_{\delta}^{AP} = (S_{\delta}^{LS} + \rho^0 \hat{O}^0) \quad (52)$$

В результате аппроксимации системы уравнений (32) мы получили для каждого контрольного объема и каждой искомой переменной  $\Phi_n$  алгебраическое уравнение (44). Коэффициенты этого уравнения являются функциями переменных  $\Phi_n$  и одновременно связаны непосредственно или косвенно с величинами в других уравнениях. Таким образом, мы получили нелинейную, связанную (неавтономную) систему алгебраических уравнений. Прямой метод решения этой системы уравнений невозможен из-за больших затрат машинного времени.

Система уравнений может быть линеаризована и уравнение переноса для каждой переменной можно решить раздельно, используя методы итераций. Имеется множество различных итерационных методов решения системы алгебраических уравнений (44). Известно, что степень сходимости итерационных методов тем больше, чем лучше

учитывается связь между элементарными объемами во время решения уравнений. Однако, следует учесть, что чем выше связь между переменными, тем выше численные затраты на проведение расчета.

При моделировании технических течений методом контрольного объема часто используются такие простые и экономичные методы решения систем алгебраических уравнений, какими являются методы прогонки [54]. Для линеаризации уравнений коэффициенты при переменных можно определить с помощью величин из предыдущих итераций, когда во время решения линеаризованной системы уравнений соответствующие величины поддерживаются постоянными. Вычисленные значения используются на следующей итерации для определения коэффициентов [51, с.245-252].

Основные уравнения математической модели, выбранной в данной работе для описания процессов, происходящих в камеры сгорания при сжигании топлива и метод их решения, нами изложены. В следующих разделах приводятся результаты проведенных нами вычислительных экспериментов по описанной выше математической модели конвективного теплопереноса в высокотемпературных и реагирующих течениях, которые реализуются при горении твердого, жидкого и газообразного топлива.

В работе методами численного моделирования проведено комплексное исследование процессов теплопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих системах. Были созданы физико-математические и химические модели для описания с достаточно высокой точностью этих процессов, происходящих в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок, двигателей внутреннего сгорания и т.п.

## **4 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА**

### **4.1 Особенности горения твердых топлив**

В последнее время в связи с удорожанием жидкого и газообразного топлива особое значение приобретает проблема повышения эффективности использования в народном хозяйстве страны твердого топлива. На современном этапе развития промышленности Республики Казахстан очень остро встает вопрос о повышении эффективности процессов, связанных с производством энергии, при соблюдении строгих норм выброса вредных веществ и экономичным использованием оборудования и топлива.

Горение твердого топлива проходит через ряд стадий: подогрев, подсушка, возгонка и воспламенение летучих и образование кокса, горение летучих и воспламенение и горение кокса. Основной является стадия горения коксового остатка, интенсивность которой определяет интенсивность топливо сжигания и газификации в целом. Твердый углерод, содержащийся в топливе, является главной горючей составляющей почти всех натуральных твердых топлив. С увеличением выхода летучих доля теплоты сгорания коксового остатка падает и для торфа составляет 40,5% теплоты сгорания горючей массы. Стадия горения коксового остатка оказывается наиболее длительной из всех стадий и может занимать до 90% всего времени, необходимого для горения. Процесс горения кокса имеет решающее значение в создании тепловых условий протекания других стадий процесса. Следовательно, основой правильного построения технологического метода сжигания твердых топлив является создание оптимальных условий для процесса горения углерода.

Горение одиночной частицы угля, как элементарное составляющее различных способов сжигания твердых топлив

подвергалось экспериментальному и аналитическому исследованию. Горение пылевидных топлив и дробленки в камере сгорания происходит с ограниченным количеством воздуха при наличии в реагирующей смеси рециркулирующих продуктов сгорания. Однако, многие экспериментальные и аналитические исследования выполнены в упрощенных условиях, отличающихся от реальных топочных условий. Экспериментальные исследования проведены с крупными частицами при их горении в среде с большими избытками воздуха и в отсутствие рециркуляции продуктов сгорания. Подобные условия принимались и в аналитических исследованиях. При этом считалось, что температура среды в процессе горения не изменяется, а горение протекает в одном из предельных режимов: кинетическом или диффузионном.

Отклонение от действительных условий горения, имевшиеся в экспериментальных и теоретических исследованиях, искажали изучаемый процесс. Следует также отметить, что в экспериментальных исследованиях вообще трудно воспроизводить горение частицы в условиях, близких к реальным топочным условиям. Практически невозможно осуществить горение отдельной частицы, в особенности угольной пылинки, при ограниченном избытке воздуха. Поэтому полученные разными исследователями результаты по скорости горения и влиянию различных факторов на выгорание частицы сильно различаются. Кроме того, в этих исследованиях невозможно было выявить динамику процесса горения частицы угольной пыли, носящего скоротечный характер.

Это не могло не внести искажения в результаты и выводы. Вместе с тем в экспериментальных работах были получены важные сведения о протекании процесса горения по отдельным его стадиям (выход и горение летучих, внутреннее реагирование, вторичное реагирование, пре-

вращения золы в процесс горения и пр.), а также данные по кинетическим и диффузионным характеристикам. В ряде аналитических работ также были получены определенные результаты, расширяющие представление о горении твердой частицы угля.

#### **4.2 Движение газоздушных потоков в камерах сгорания**

Основой всякого топочного процесса является аэродинамическая структура газоздушного потока, в котором протекает этот процесс. Ее воздействие сказывается на теплопереносе как количественно, так и качественно во всех областях организуемого процесса, особенно при недогрузках и перегрузках существующих топочных устройств. В этих случаях даже при устройствах, удовлетворительно работающих при нормальных нагрузках, наступают кризисы, приводящие к потере устойчивости, а затем и срыву процесса горения [2, с.187-189].

Долгое время применение аэродинамических характеристик ограничивалось лишь такими показателями, которыми определялось общее среднее сопротивление системы. Это сопротивление в сумме с присоединенными к нему сопротивлениями предшествующих воздухоходов и последующих газоходов оценивалось лишь для того, чтобы определить достаточную мощность тягодутьевого устройства, обеспечивающего при работе камеры сгорания непрерывную подачу необходимого количества воздуха и отвод продуктов сгорания.

В современной топочной технике практикуются три основных принципа организации поточных установившихся топочных процессов: слоевой, вихревой и факельный. Каждый из них имеет свои особенности, причем вихревой принцип по ряду аэродинамических характеристик занимает промежуточное место между двумя другими. Прямы-



ми классификационными признаками, разделяющими все топочные процессы на эти три больших класса, являются характеристики аэродинамического порядка [55]. Разумеется, что на практике существует значительное число топочных устройств комбинированного типа, занимающих то или иное промежуточное положение между указанными основными, чистыми классами (рисунок 10).

*Слоевой процесс.* С аэродинамической точки зрения, слоевой процесс отличается тем, что поток воздуха, движущийся через проточную камеру сгорания, встречает на своем пути неподвижный или принудительно движущийся слой твердого топлива, реагируя с которым, превращается в поток горячих топочных газов. Перемещение слоя газифицирующихся и выгорающих частиц топлива происходит независимо от направления газоздушного потока либо под действием собственной силы тяжести (неподвижные решетки), либо за счет принудительного движения самой решетки или ее отдельных элементов.

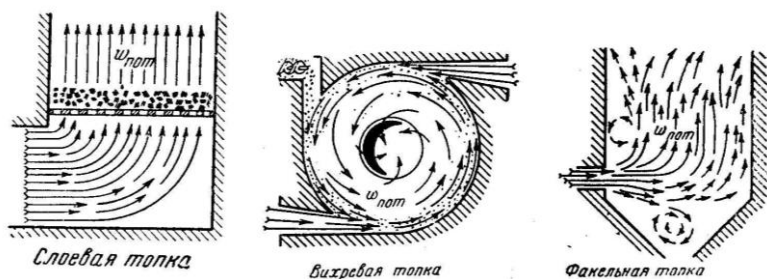


Рисунок 10 - Схемы аэродинамической классификации топочных процессов

Для крупнокускового топлива решетки набираются из брусчатых колосников или плиток со сквозными отверстиями. Для мелкого топлива применяются так называемые беспровальные решетки, чаще всего представляющие собой перекрывающиеся друг друга горизонтально-плоские

ступени с соответствующим наклоном всей решетки к горизонту. Прозоры между колосниками составляют так называемое живое сечение решетки:

$$\omega_{\delta\hat{a}\phi} = \frac{\sum F_{i\delta i\zeta}}{F_{\delta\hat{a}\phi}}$$

Для решеток старого типа со слабой тягодутьевой системой (естественная трубная тяга) живое сечение подбиралось значительным для уменьшения сопротивления потоку воздуха ( $\omega = 0.25 - 0.15$ ). В современных топочных устройствах, снабженных хорошими тягодутьевыми средствами (вентиляторное дутье и дымососы), применяются более рациональные «зажатые» решетки с живым сечением, не превышающим  $\omega = 0.07 - 0.05$ , создающие более равномерное распределение сопротивлений потоку даже при неравномерной высоте слоя на отдельных его участках и, следовательно, обеспечивающих достаточно однородную воздухопроницаемость по всей площади решетки [3, с. 236-241].

Для того чтобы свободно лежащий на решетке слой частиц мог удержаться в токе пронизывающего его воздуха, необходимо, чтобы вес (в воздухе) этих частиц был значительно больше того динамического напора, который создается набегающим на них потоком. Это условие может быть выражено неравенством

$$\frac{\pi\delta^3}{6}(\gamma_{\div} - \gamma_{\hat{A}}) > C \frac{\pi\delta^2}{4} \frac{\omega_{i\delta}^2}{2g} \gamma_{\hat{A}},$$

где  $\delta$  - приведенный диаметр частицы»;

$\gamma_{\div}$  и  $\gamma_{\hat{A}}$  - удельные веса частицы и воздуха;

$\omega_{i\delta}$  - скорость потока;

$\tilde{N}$  - коэффициент сопротивления при внешнем обтекании, зависящий от внешнего числа Рейнольдса.

*Факельный процесс.* В отличие от слоевого, факельный процесс характеризуется непрерывным движением топливных частиц вместе с газоздушным потоком, который транспортирует их через проточную камеру сгорания во взвешенном состоянии. Для того чтобы осуществить, по возможности, полное сгорание частиц во взвешенном состоянии в весьма ограниченные сроки их пролета по топочной камере (1-2 сек), частицы топлива измельчаются до пылеобразного состояния. Для того чтобы придать гетерогенному факелу достаточную однородность по концентрации горючего и достаточную устойчивость в смысле отсутствия явлений грубой сепарации и выпадения наиболее крупных частиц из потока, приходится применять, как и при жидком факеле, приемы, аналогичные приемам коллоидной химии при создании аэрозолей (устойчивые «дымы»). Иначе говоря, необходимо удовлетворить закону витания Стокса:

$$\frac{\pi \delta^3}{6} (\gamma_x - \gamma_A) = 3\pi \delta \mu \omega.$$

Этому закону частицы диспергированного топлива начинают подчиняться при значении числа Рейнольдса, не превышающем:

$$\text{Re}_{\text{air}\phi} = \frac{\omega \delta}{\nu} \leq 1.$$

Учитывая крайнюю краткосрочность существования движущихся в потоке и быстро выгорающих пылинок, а также и то обстоятельство, что кинематическая вязкость  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  горячих топочных газов значительно превышает вязкость холодного воздуха, мы можем довольно далеко отступить от пределов, практикуемых в коллоидной химии (тонкость диспергирования, характеризуемая линейными размерами частиц, порядка  $10^{-5} - 10^{-8}$  см), и удовлетво-

ряться тониной помола (равно, как и при распылении жидкого топлива), характеризуемой средними размерами пылинок в десятки и сотни микронов [19, 55].

*Вихревой процесс.* Этот процесс, основанный на использовании вихревого движения газоздушного потока при сознательном создании устойчивых, в достаточной мере управляемых вихрей, распространяющихся на соответствующий объем топочной камеры, занимает в некотором смысле промежуточное положение между факельным и слоевым процессами. Он основан на транспортирующей способности вихрей, которые увлекают за собой все частицы достаточно мелкого топлива естественного фракционного состава или специального дробленного. Условие транспорта топливных частиц может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\pi \delta^3}{6} (\gamma_{\times} - \gamma_{\hat{A}}) < \tilde{N} \frac{\pi \delta^2}{4} \cdot \frac{\omega_{ii \cdot \delta \delta}^2}{2g} \gamma_{\hat{A}}.$$

Иначе говоря, скорость поступательного движения несущего газоздушного потока должна быть заведомо больше критической скорости:

$$\omega_{ii \cdot \delta \delta} < \omega_{\delta \delta} = 3,62 \sqrt{\frac{\gamma_{\times} - \gamma_{\hat{A}}}{\gamma_{\hat{A}}}} \cdot \sqrt{\frac{\delta}{\tilde{N}}},$$

что особенно существенно для подъемной части вихря, вздымающего топливо вверх. Циркуляционное движение несущего вихря заставляет частицы топлива циркулировать по локализованному контуру выделенного для этого топочного объема столько раз, сколько нужно для их газификации и сгорания. Так как при циркуляции топлива развивается соответствующий центробежный эффект, который заставляет частицы стремиться выброситься из потока, необходимо придавать вихревой камере обтекаемый профиль по крайней мере в нижней ее части, где могут скапливаться наиболее крупные частицы и шлак. Направ-

ление дутья и распределение скоростей в дутьевой струе должны быть такими, чтобы обеспечивалось бесперебойное «смывание» даже наименее парусных частиц с нижней поверхности камеры. Еще лучше придать вихревой камере полностью обтекаемую форму, так как при этом можно достигнуть наилучшего использования топочного пространства.

Применяемые скорости дутья при поступлении струи в вихревую камеру колеблются в пределах 30-150 (м/с) в зависимости от типа вихревой камеры сгорания и сорта топлива. Оптимальные размеры частиц при вихревых методах сжигания лежат между их оптимальными размерами для факельного и слоевого сжигания и значительно ближе к последнему (2-10 мм). Крупная топливная крошка уже не подчиняется закону витания и движется в газовой среде в соответствии с обычным квадратичным законом сопротивления. Скорость обтекания ею поверхности газом несколько меньше, чем для витающей частицы. Это дает основание полагать, что газообмен на единицу ее поверхности, от которого зависит скорость ее газификации, значительно интенсифицируется.

Вихревой принцип сжигания занимает промежуточное положение и по такому признаку: формально он заимствует от факельного сам метод сжигания твердого топлива – на лету в топочном объеме, но сохраняет от слоевого существенное качество неограниченности времени пребывания частиц разных фракций в камере сгорания. Чем больше частица, тем больше число раз она будет циркулировать по объему вихревой камеры.

Учитывая абразивность золы ряда твердых топлив, что особенно существенно при значительном золосодержании топлива и твердых способах шлакоудаления, следует применять специальное защитное экранирование вихревой камеры во всех местах, где по ходу процесса топливные

частицы могут тереться о стенки камеры. При вихревом принципе, если топливо содержит слишком крупные фракции, необходимо предварительное дробление, требующее некоторого расхода энергии, примерно 1,5-3,0 кВтч/т для каменного угля.

#### **4.3 Математическая модель тепломассопереноса при горении твердого топлива в камере сгорания**

Математическая модель турбулентного тепломассопереноса в реагирующем потоке, сформулированная во второй главе монографии (32), включает в себя систему трехмерных нелинейных уравнений Навье-Стокса, уравнений распространения тепла и диффузии для компонентов реагирующей смеси и продуктов реакций, двухпараметрическую дифференциальную модель турбулентности. Эта математическая модель является наиболее полной, современной и оптимальной для данного уровня развития науки и позволяет решать задачи, связанные с горением топлива в камерах сгорания. Для этого к системе уравнений необходимо добавить химическую модель горения топлива (твердое, жидкое или газообразное), уравнения, учитывающие радиационный перенос тепла и многофазность среды, и граничные условия для конкретной задачи.

В общем случае  $3^x$ -мерного движения среды с переменными физическими свойствами поле скорости и температуры описывается системой дифференциальных уравнений [56]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{i,j}) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i \quad (54)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) - \frac{\partial q_i^{res}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + s_q, \quad (55)$$

где  $h = E + P/\rho$  - удельная энтальпия,  $i=1, 2, 3$ ;  $j=1, 2, 3$ .

При малых числах Маха можно пренебречь третьим членом в правой части последнего уравнения. Этот член должен учитываться при изучении акустических эффектов, которые при малых числах Маха не рассматриваются. В многокомпонентных смесях молекулярный поток энергии  $q_i^{res}$  складывается из переноса энергии за счет теплопроводности, потока вещества и диффузии:

$$q_i^{res} = q_i^{(T)} + q_i^{(C)} + q_i^{(D)}$$

Первый член последнего уравнения – это перенос энергии через теплопроводность ( $q_i^{(T)}$ ) и описывается законом Фурье. Второй член этого уравнения возникает при наличии разности температур и концентраций, третий член - плотность потока энергии, основанная на обмене энергией между молекулами компонент с различной концентрацией. Этот перенос энергии наблюдается и в изотермических смесях. В сравнении с плотностью тепла Фурье два других члена последнего уравнения пренебрежимо малы.

В изотропной среде, состоящей из  $\beta$  компонент, компоненты могут двигаться с различными скоростями  $u_{i,\beta}$ . В этом случае среднемассовую скорость среды можно выразить через соотношение:

$$u_i = \frac{\sum_{\beta=1}^n (\rho_{\beta} \cdot u_{i,\beta})}{\sum_{\beta=1}^n \rho_{\beta}} \quad (56)$$

Парциальная плотность  $\rho_{\beta}$  – есть масса компонента  $\beta$  в рассматриваемом контрольном объеме. Для баланса массы  $\beta$  – компоненты среды запишем:

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{\beta}}{\partial t}}_I = - \underbrace{\frac{\partial (\rho_{\beta} u_i)}{\partial x_i}}_{II} + \underbrace{\frac{\partial j_i}{\partial x_i}}_{III} + \underbrace{S_{\beta}}_{IV} \quad (57)$$

В этом уравнении:

*I* – изменение парциальной плотности во времени,

*II* – перенос компонента  $\beta$  за счет конвекции,

*III* – перенос компонента  $\beta$  за счет диффузии,

*IV* – образование и разложение компонента  $\beta$  в результате химических реакций.

Для удобства при проведении вычислительных экспериментов вместо парциальной плотности в работе вводится массовая концентрация  $c_{\beta}^*$ :

$$c_{\beta}^* = \frac{\rho_{\beta}}{\rho} \quad (58)$$

При этом выполняются следующие условия:

$$\sum_{\beta=1}^n c_{\beta}^* = 1 \quad \text{и} \quad \sum_{\beta=1}^n \rho_{\beta} = \rho \quad (59)$$



Диффузионный поток  $j_i$  состоит из четырех компонентов:

$$j_i = j_i^C + j_i^F + j_i^P + j_i^T \quad (60)$$

При моделировании технических течений в областях с числом Маха  $Ma \leq 0,3$  и при давлении порядка 1 бар значительный вклад в  $j_i$  вносит только перенос компоненты  $\beta$  за счет диффузии, который описывается законом диффузии Фика:

$$j_i^C = j_{i,\beta}^{c^*} = -\rho \cdot D_{c_\beta^*} \cdot \frac{\partial c_\beta^*}{\partial x_i} \quad (61)$$

Вклад других процессов, к примеру, действие внешних сил -  $j_i^F$  (силы электромагнитного поля), действие сил давления  $j_i^P$  (этот член заметен только при больших градиентах давления и больших разностях молярных масс) и термодиффузионный эффект  $j_i^T$ , пренебрежимо мал. Таким образом, закон сохранения компоненты имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho c_\beta^*)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho c_\beta^* u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \cdot D_{c_\beta^*} \cdot \frac{\partial c_\beta^*}{\partial x_i} \right) + S_\beta, \quad (62)$$

где  $\beta=1, 2, 3, \dots, N$ .

Для их замыкания и моделирования турбулентной вязкости мы используем к-ε модель турбулентности [57]. Стандартная к-ε модель турбулентности включает в себя

два дифференциальных уравнения: уравнение переноса плотности кинетической энергии турбулентности и уравнение для скорости диссипации турбулентной кинетической энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho u_i k}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \bar{i} - \bar{\rho}\varepsilon \quad (63)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\varepsilon) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho u_i \varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \bar{i} - c_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (64)$$

Пылеугольный факел представляет собой турбулентный реактивный двухфазный поток с малой обычно объемной долей фазы частицы. Следовательно, облако частиц аппроксимируется как континуум и средняя скорость частицы принята приблизительно равной скорости газовой фазы. В течениях с большим количеством частиц твердая среда может оказывать обратное воздействие на конвективный и диффузионный перенос. Однако, наличие твердых веществ в угарных газах из установок со сгоранием угольной пыли так незначительно (за исключением области вблизи горелок), что эффектом второй фазы при расчетах пренебрегают.

В большинстве случаев при пылеугольном горении речь идет о слабонагруженных потоках, т.е. когда максимальная объемная концентрация твердой фазы не превышает 1%. Диаметр твердых частиц не превышает 1000 микрон, причем средний диаметр частиц по всему объему не превышает 100 микрон. Тогда процесс горения твердого топлива в камерах сгорания можно представить следующим образом: пламя является двухфазной газодисперсной системой, причем влияние твердой фазы на аэродинамику течения

незначительно [58], влияние твердой фазы на коэффициенты турбулентного обмена учтем с помощью следующего

эмпирического соотношения: 
$$\Gamma_{P,eff} = \frac{\mu_{P,eff}}{\sigma_{P,turb}}$$

В этом случае для турбулентной вязкости с учетом твердых частиц можно использовать соотношение:  $\mu_{P,eff} = \mu_{G,eff} (1 + \rho_P / \rho_G)^{-1/2}$ , которое показывает, что увеличение парциальной плотности твердых частиц приводит к уменьшению турбулентного обмена [58]. Для турбулентного числа Шмидта-Прандтля с учетом частиц выбрано следующее численное значение:  $\sigma_{P,eff} = 0.7$ .

Наибольший вклад в теплообмен вносит передача тепла за счет излучения. Для моделирования лучистого теплообмена применяется шестипоточная модель, предложенная Фредом Локвудом [59], которая будет описана далее. Основные уравнения математической модели представлены в обобщенном виде в таблице 2.

Таблица 2-Система уравнений тепломассопереноса для реагирующих течений

$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} = - \frac{\partial \rho \omega_i \phi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (65)$			
	Величина $\phi$	Коэффициент обмена $\Gamma_\phi$	Источник $S_\phi$
Масса	1	0	0
Импульс	$\omega$	$\mu_{eff}$	$-\frac{\partial \rho}{\partial x_i} + S_{Imp}$

Энергия	$h$	$\mu_{eff} / \sigma_h$	$S_{Str} + S_{chem}$
Компоненты $\beta$ ( $O_2$ , $CO_2$ , $H_2O$ , $CO$ , $C$ , $C_xH_y$ , $NO$ , $NH_3$ , $HCN$ и др. )	$C_\beta$	$\mu_{eff} / \sigma_\xi$	$S_\xi$
Энергия турбу- лентности	$k$	$\mu_{eff} / \sigma_k$	$S_k - \rho\varepsilon$
Турбулентная диссипация	$\varepsilon$	$\mu_{eff} / \sigma_\varepsilon$	$\frac{\varepsilon}{k}(C_1)$
	$S_k = \left[ \mu_t \left( \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \omega_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j}$		

#### 4.4 Моделирование процессов образования продуктов горения в пылеугольном факеле

Многие теории и модели горения базируются на упрощенном химическом механизме, сводящем все химические процессы в пламени к одной реакции с эффективными кинетическими параметрами. Горение представляет собой процесс быстрого и полного окисления горючего вещества (уголь) кислородом, происходящий при высокой температуре и сопровождающийся выделением тепла. В топках котельных установок используют самый распространенный в природе окислитель - атмосферный воздух, 21% по объему или 23,2% по массе которого составляет кислород.

Как было сказано выше, основной является стадия горения коксового остатка, интенсивность которой определяет интенсивность сжигания топлива. Теплота сгорания коксового остатка составляет основную часть теплоты сгорания горючей массы, а стадия его сгорания является наиболее длительной из всех стадий и может занимать до 90% всего

времени, необходимого для горения угля. На особенности процесса горения влияет ряд факторов: конструкция камеры сгорания, концентрация кислорода воздуха, подаваемого для горения, давление, при котором происходит горение.

Детальное моделирование всех протекающих реакций (включая все промежуточные реакции) из-за больших вычислительных затрат или отсутствия информации обо всех промежуточных реакциях возможно только в простых случаях, как, например, при сгорании окиси углерода. Для процессов, моделируемых в данной работе, используется упрощенная модель, которая учитывает только реакции ключевых компонент [36, с.585-596, 56]. Использование в работе модели интегральной реакции основано на том, что большинство химических реакций протекает в несколько этапов (ступеней), причем самый медленный этап реакции определяет скорость всей реакции.

Множество многоступенчатых реакций можно моделировать с помощью закономерностей одноступенчатых, а кинетические данные при этом определяются самым медленным этапом реакции. В данной работе используется модель сжигания угольной пыли, которая учитывает интегральные реакции окисления компонент топлива до стабильных конечных продуктов [60-62]. При этом промежуточные реакции, образование и изменение неустойчивых промежуточных продуктов не учитываются. Образование вредных веществ и уменьшение их выброса можно моделировать лишь с помощью реакционно-кинетических моделей, справедливых для широкого интервала температур и концентраций. Основой реакционно-кинетической модели является соответствующий механизм реакции, включающий описание молекулярного протекания реакции между компонентами с учетом неустойчивых промежуточных продуктов.

Процесс горения может протекать с разной скоростью – от медленного до мгновенного. Медленное горение – самовозгорание твердого топлива при его хранении на складах, мгновенное горение представляет собой взрыв. В теплоэнергетических установках практическое значение имеет такая скорость реакции, при которой происходит устойчивое горение, т.е. при постоянной подаче в зону горения топлива и окислителя. При этом соотношение концентрации топлива и окислителя должно быть определенным. При нарушении этого соотношения (богатая смесь или бедная смесь) скорость реакции снижается и уменьшается тепловыделение на единицу объема.

Уголь играет значительную роль в развитии цивилизации и будет основным топливным источником, как минимум в следующей четверти столетия. Значимость использования каменного угля частично компенсируется проблемами окружающей среды, которые оно поднимает. Некоторые из них также влияют на здоровье человека. Каменный уголь используется в промышленном секторе для выработки тепла и электроэнергии, он также является основой для создания некоторых химических веществ.

Горение твердого топлива, в частности угольной пыли – сложный физико-химический процесс. Этот процесс включает в себя: сушку и нагрев топлива, выход летучих, последующее окисление летучих компонентов, горение коксового остатка. В процессе горения производится большое количество тепла, а также формируются различные газообразные и твердые загрязняющие вещества. Угольное топливо можно сжигать тремя способами:

- большие части в неподвижном слое или на решетке,
- более мелкие или размельченные части в кипящем слое,
- очень тонкие частицы во взвешенном состоянии.

Теоретически, частицы любого размера могут гореть с помощью любого из трех приведенных методов. Однако, ограничение проектирования камер сгорания, устанавливает предпочтительные размеры частицы для каждого из трех методов. Размер частицы является наиболее важным параметром, в отношении доминирующего механизма реакции и других тепловых свойств (например, скорость нагрева, которая может управлять выходом летучих и их составом). Основные характеристики трех указанных методов приведены в таблице 3.

Процесс горения протекает в несколько этапов. Поскольку угольные частицы нагреваются, из них удаляется влажность. Затем, угольные частицы подвергаются выходу летучих, при этом выделяются органические летучие компоненты. Летучие сгорают в газовой фазе (гомогенная реакция). Это может произойти до и одновременно с горением коксового остатка, который является последним этапом. Горение коксового остатка является поверхностной (гетерогенной) реакцией. Эти реакции происходят последовательно и самые медленные из них определяют скорость всего процесса.

Таблица 3 –Физические характеристики для различных способов организации процесса горения

Значение	Горение в неподвижном слое	Горение в псевдооживленном слое	Горение во взвешенном состоянии
Размер частиц			
Примерный максимальный	<4 см	<0.5 см	180 мкм
Средний	0.5 см	0.10 см.	45 мкм

размер частиц			
Температура процесса	<800°C	800–1000°C	>1200°C
Скорость нагрева частицы	1°/сек	103–104°/сек	103–106°/сек
Время реакции			
Выход летучих	~100 сек	10–50 сек	<0.1 сек
Горение коксового остатка	~1000 сек	100–500 сек	<1 сек
	Контролируется диффузией	Контролируется диффузией	Контролируется им. превращениями

В работе модель горения рассматривается в виде следующих основных этапов:

- пиролиз с выходом летучих и образованием коксового остатка,
- горение летучих и оксида углерода,
- горение коксового остатка.

*Пиролиз и выход летучих компонентов.* Выход летучих веществ у различных топлив начинается при различных температурах: у торфа при 550-660К, у бурых углей при 690-710К, у каменных углей и антрацита при 1050-1070К. В результате выхода летучих в объем камеры сгорания выделяются легкие газы, кокс и смола. В процессе выхода летучих различные каменные угли имеют различную степень кипения и расширения. Выход летучих продуктов за-



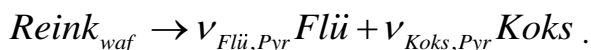
висит от типа угля и условий пиролиза. Обычно, при горении каменных углей образуется больше смольных компонентов, при горении углей более низкого качества выделяется больше газовых компонентов.

Для описания процесса выхода летучих в процессе горения угольной пыли существует две группы моделей: глобальные кинетические и сетевые модели. Глобальные кинетические модели используют конечные летучие продукты в качестве входного параметра, для определения летучих компонентов как функцию времени выхода летучих. Они сравнительно просты, но ограничены особенностями каменного угля и условиями горения. Сетевые модели основаны на структурном описании угля и позволяют для определения объема выхода летучих предсказать показатели эволюции и состав летучих. Обычно, они более сложные и могут быть применены к широкому диапазону каменных углей и различным условиям горения.

Дизайн горелочных устройств и камер сгорания для сжигания угольной пыли в значительной степени зависит от объема летучих, высвобождающихся при нагревании угля [63]. В пламени, угольная пыль благодаря конвективному теплопереносу первоначально нагревается горячими газами, которые увлекаются и рециркулируют и только с нагревом более грубых частиц, доминирует излучение пламени из горячих областей пламени. Для большого пламени, в котором угольные частицы остаются в течение нескольких сот миллисекунд, продолжительность выхода летучих находится в сильной зависимости от температуры. Исследования показали, что изменение скорости нагрева (в диапазоне от 1 до  $50 \times 10^3$  °C/сек), оказывает небольшой эффект на выход летучих и, что высвобождение летучих более сильно подвержено влиянию конечной температуры. С увеличением конечной температуры, увеличивается общий выход летучих компонентов [64].

Кроме того, выход летучих существенно зависит от размера частицы: чем меньше частицы, тем больше выход летучих. Высвобождение летучих может значительно измениться в пределах данного класса углей, которые имеют почти аналогичный состав и добываются на соседних территориях в том же каменноугольном резервуаре [65-66]. Процесс горения летучих компонентов обычно принимается как гомогенная реакция, хотя возможность сгорания летучих по гетерогенной реакции была предложена Говардом и Эссенхай [67]. Горение летучих компонентов является очень быстрым процессом, который измеряется в миллисекунда.

Для моделирования процесса пиролиза в работе используются реакционно-кинетические уравнения. Модель горения должна описывать исключительно локальное выделение тепла в результате сгорания и влияния продуктов сгорания на теплообмен. Поэтому при выборе моделей пиролиза и сгорания мы отказываемся от применения громоздких систем с большим количеством компонент. Простейшей формой модели пиролиза является модель образования летучих и коксового остатка из угля, не содержащего воды и золы в один этап [67, p.399-408]:

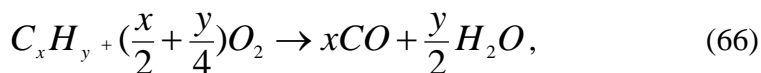


Состав летучих определяется с помощью одноэтапной элементарной реакции, в результате которой образуются углеводороды  $Flü$  ( $C_xH_y$ ). Состав образовавшихся углеводородов рассчитывается из начального и элементарного анализа угля.

*Окисление летучих компонентов.* Продукты пиролиза, смешиваясь с воздухом, образуют реакционно-способную смесь. Скорости реакций горения этих газообразных продуктов так высоки, что допустимо приближение диффузионного горения. Глобальная кинетика окисления использу-

ется для определения скорости реакции. Это предполагает, что летучие компоненты представлены как отдельные компоненты и скорость горения контролируется только смешиванием с кислородом, а это сказывается на точности результатов. Более усовершенствованный метод позволяет использовать измеренные или расчетные значения летучих в качестве исходных данных для дальнейшего расчета реакций с горением. Эта модель позволяет определить основные компоненты процесса окисления и образования NO. Однако, в целом процесс окисления летучих остается ограниченным [68].

Поскольку в основном интерес представляет только скорость и тепловыделение при окислении, при высоких температурах и достаточном количестве кислорода, сгорание летучих может быть представлено в виде двухступенчатой реакции, в предположении, что сначала происходит разложение молекул топлива до  $CO$  и  $H_2O$  :



а на втором этапе окисление до  $CO_2$  [69 - 70]:



При очень высоких температурах и достаточно высоком содержании кислорода происходит более быстрое самоокисление до диоксида углерода, чем в реакции (66). В работе с учетом модели реакции (66) - (67) для определения скорости сгорания продуктов пиролиза используется концепция турбулентной диссипации (Eddy-Dissipation Model-EDM), предложенная Магнуссеном и подробно рассмотренная в работе [71] в приближении мгновенного перемешивания, при которой нет необходимости решать до-

полнительно уравнение переноса. В основе данной модели лежит предположение о том, что крупномасштабные вихри, характеризующиеся энергией турбулентности  $k$ , ускоряют макросмешивание, а диссипация энергии турбулентности  $\varepsilon$  ускоряет микросмешивание.

определяющим для степени превращения. Скорость реакции горения реально устанавливается как минимальная из этих скоростей:

$$\left(\frac{d\bar{c}_{x,Flü}}{dt}\right)_{chem} = \min \left[ \left(\frac{d\bar{c}_{x,Flü}}{dt}\right)_{Flü}; \left(\frac{d\bar{c}_{x,Flü}}{dt}\right)_{O_2}; \left(\frac{d\bar{c}_{x,Flü}}{dt}\right)_{Prod} \right] \quad (68)$$

В качестве параметров модели в уравнениях приняты следующие значения [71]:  $c_{Flü,EDC} = c_{CO_2,EDC} = 4.0$ ,  $c_{Prod,EDC} = 2.8$ .

Оксид углерода представляет собой продукт двухступенчатого сжигания летучих и выгорания кокса, образование которого зависит от температуры и размера частиц. Оксид углерода из обоих источников сгорает совместно в виде гомогенной газофазной реакции. Как уже упоминалось при двухступенчатом сжигании летучих, самоокисление до  $CO_2$  при неблагоприятных условиях, например, при низких температурах или при недостатке кислорода, может значительно замедлять реакцию на первой ступени в уравнении (68). В связи с этим при расчетах  $CO$  с помощью Eddy Dissipation Model необходимо вносить дополнительные ограничения в уравнения химической кинетики.

*Окисление коксового остатка.* Горение кокса в целом доминирует в общем времени горения угольной частицы. Этот процесс включает окисление углерода до  $CO$  или  $CO_2$  на поверхности частицы. Окисление до  $CO_2$  доминирует при низких температурах. Тем не менее, окисление до  $CO$  при высоких температурах становится особо важ-

ным. Следовательно, основной процесс окисления углерода осуществляется с помощью двухстадийной реакции, когда  $CO$  окисляется до  $CO_2$  при выделении из коксовой частицы.

Окисление кокса определяется скоростью диффузии кислорода к частице, скоростью химических реакций, или их комбинацией. При низких температурах, окисление определяется скоростью химических реакций. При средних температурах, важную роль играют как скорость химических реакций, так и диффузия кислорода к частице и в поры, а при высоких температурах, диффузия кислорода к поверхности частицы становится доминирующей.

Скорость химических реакций может быть предсказаны либо глобальной моделью реакции, либо моделью внутренней реактивности. Глобальные модели реакции основаны на явной энергии активизации, ограничивающей точность определения. В модели внутренней реактивности используется абсолютная скорость реакции, и реагирование кокса выражаются на основе гетерогенных процессов. Таким образом, определение горения кокса является более точным (рисунок 11).

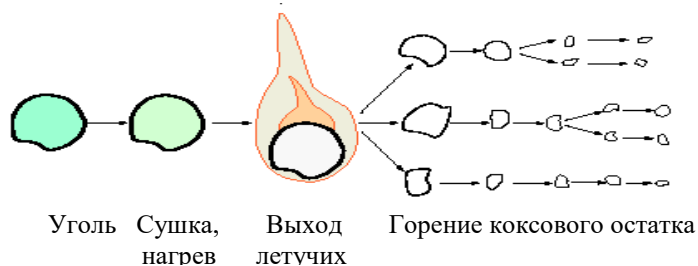


Рисунок 11 - Общая схема горения угольного топлива

Дробление угольных частиц, может произойти в течение горения. Это уменьшает начальную массу частицы и таким образом, увеличивая общую внешнюю поверхность

частиц и, следовательно, скорость реакций с участием кокса. Процесс дробления частиц в процессе горения связан в первую очередь со структурой угля. Горение коксового остатка является более медленным процессом, чем выход летучих, и, следовательно, определяет время полного горения топлива в камере сгорания, которое имеет порядок нескольких секунд для угольной пыли при температуре в топочной камере.

Исследования показали, что горение коксового остатка начинается с хемосорбции кислорода на активных поверхностях коксовых частиц и, что деструкция результирующих поверхностных оксидов главным образом генерирует угарный газ ( $CO$ ) [64, 69]. Некоторые исследователи полагают, что некоторое количество  $CO_2$  может также выделяться на этом этапе. Затем  $CO$  окисляется до  $CO_2$  в газообразной граничной зоне вокруг коксовой частицы. Свежие места реакции непрерывно подвергаются воздействию, так как поверхностные оксиды разложены на составные части. Затем  $CO_2$  перемещается в газовый поток или реагирует до образования  $CO$ , если сталкивается с коксовым остатком. Общий механизм реакции является сложным [70], но горение коксового остатка включает, по крайней мере, четыре реакции углерод – кислород [71]:



а также окисление неуглеродных атомов, главным образом:



которое может сопровождаться реакциями:



Некоторые минеральные составляющие могут выделяться также в процессе горения, в то время как некоторая часть остается в виде золы. И в том и другом случае меняется композиция и минералогия. Горение коксового остатка является сложным процессом, так как на это процесс сильно влияют диффузионный массоперенос через поры и поверхностные реакции. Коэффициенты диффузии сильно зависят от диаметров пор и давления, а поверхностные реакции находятся под влиянием образования активных адсорбционных комплексов.

Скорость горения коксового остатка управляет двумя процессами: скорость химической реакции углерода и кислорода на поверхности коксовой частицы и скорость массопереноса кислорода из общего газового потока через граничный слой, окружающий частицу к ее поверхности. При низкой температуре, скорость химической реакции медленная по сравнению со скоростью диффузии через поры; следовательно, кислород полностью проникает в матрицу коксового остатка. Затем горение происходит в порах коксовой частицы, и плотность коксовой частицы, ее диаметр изменяется. В этом случае, концентрация кислорода на поверхности частицы должна быть такой же, как и в газовом потоке, и общая скорость реакции будет ограни-

чена собственной скоростью химической реакции. В начальной области скорость поверхностной реакции определяется скоростью диффузии. Молекулы кислорода диффундируют достаточно быстро, чтобы прореагировать по всей внутренней поверхности и скорость реакции можно записать как:

$$q = -\frac{d \rho_p}{6 dt}, \quad (77)$$

где  $q$  – скорость реакции горения кокса ( $\text{кг}/\text{м}^2\text{сек}$ ),  $d$  – диаметр частицы ( $\text{м}$ ),  $\rho$  – плотность частицы ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) и  $t$  – время горения ( $\text{сек}$ ). Скорость химической реакции может быть выражена в обобщенном виде:

$$q = k_c = A \exp\left(-E / RT_p\right) P_s^m, \quad (78)$$

где  $A$  – предэкспоненциальный множитель ( $\frac{\text{кг С}}{\text{м}^2\text{сек}[\text{атм О}_2]^{-m}}$ ),  $T$  – температура частицы ( $\text{К}$ ),  $R$  – универсальная газовая константа,  $P$  – парциальное давление кислорода на поверхности ( $\text{атм}$ ),  $E$  – истинная энергия активизации ( $\text{Дж}/\text{моль}$ ),  $m$  – порядок реакции.

По мере того, как температура возрастает, скорость химической реакции становится достаточно быстрой для диффузии кислорода через поры, чтобы оказывать значительный ограничивающий эффект на скорость реакции. В этих условиях диаметр и плотность частицы будут изменяться. Энергия активизации и порядок реакции ( $n$ ) аппроксимируются соотношениями:

$$E_a \approx 2, \quad n \approx (m+1)/2 \quad (79)$$

Увеличение температуры, в конечном счете, способствует тому чтобы химические реакции протекали



настолько быстро, что кислород поглощается как только достигает внешней поверхности частицы. В этом случае, реакция полностью управляется диффузией из свободного потока к частице. И только лишь диаметр частицы изменяется. Field и др. [70] предложил выражение для коэффициента общей скорости реакции  $k$  в виде:

$$k = \frac{1}{1/k_d + 1/k_c} \quad (80)$$

здесь:  $k_d$  - коэффициент скорости диффузии, и  $k_c$  - коэффициент химической скорости, определенный в уравнении (80). Коэффициент скорости диффузии может быть определен как:

$$k_d = \frac{24\phi D}{dRT_m}, \quad (81)$$

где  $\phi$  - механизм-фактор, который равен 1 для реакции с образованием  $CO_2$  и 2 для реакции с образованием  $CO$ ,  $D$  - коэффициент диффузии (см<sup>2</sup>/сек) кислорода через пограничный слой границы при температуре  $T_m$ . Коэффициент диффузии определяется как:

$$D = 3.49x \left( \frac{T_m}{1600} \right)^{1.75}, \quad (82)$$

где  $x$  - диаметр частицы (см);  $T_m$  - средняя температура (K) пограничного слоя, взятая как среднее значение поверхностной температуры частицы и газового потока.

Для размеров угольных частиц, пористости, внутренних поверхностей и температуры, характерных для горения пылеугольного топлива в камерах сгорания, скорость горения коксового остатка зависит от химической реакционной способности коксового остатка, внешней скорости диффузии кислорода из основного потока, и внутренней диффузией кислорода в пористую матрицу частицы. Воспламенение коксовых частиц, вероятно, происходит тогда, когда большая часть внутренней поверхности доступна для реакции. Окончательное выгорание, вероятно, произойдет когда внешняя диффузия может иметь существенное влияние на скорость реакции горения больших частиц. Время для выгорания коксового остатка пропорционально квадрату начального размера коксовых частиц из наиболее крупных угольных частиц [64].

Изменение концентрации коксового остатка определяется уравнением:

$$\frac{d\xi_{koks}}{dt} = -K_{koks,res} \cdot A_{spez} \cdot \xi_{koks}, \quad (83)$$

здесь  $K_{koks,res} \cdot A_{spez} = K_{Char}$ . Для реакции порядка  $n$  имеем соотношение:

$$K_{koks,res} = K_{koks,kin} \left( p_{O_2} - \frac{K_{koks,res}}{K_{koks,diff}} \right)^n, \quad (84)$$

где  $A_{spez}$  [ $m^2/kg$ ] – удельная поверхность частицы, отнесенная к ее массе,  $p_{O_2}$  – парциальное давление кислорода. В случае предположения, что частицы имеют шарообраз-

ную форму имеем:  $A_{spez} = \frac{6}{\rho_p d_p}$ . Согласно данным, приведенным в [54], порядок реакции  $n$  принимает следующие значения: каменный уголь – 1, бурый уголь – 0,5. Тогда для каменного угля имеем соотношение:

$$K_{koks,res} = \frac{P_{O_2}}{\frac{1}{K_{koks,diff}} + \frac{1}{K_{koks,kin}}}, \quad (85)$$

где

$$k_{koks} = \frac{1}{\frac{1}{K_{koks,diff}} + \frac{1}{K_{koks,kin}}}$$

Вклад диффузии кислорода определяется через эффективный коэффициент диффузии согласно [70]:

$$K_{koks,diff} = \frac{Sh \cdot M_c \cdot f_m \cdot D_{O_2}}{R \cdot d_p \cdot T_{GS}}, \quad (86)$$

здесь  $M_c$  – молярная масса углерода;  $S_h$  – число Шварцшильда. Для сферических частиц принимаем:  $S_h = 2$ ;

$$T_{GS} = \frac{T_G + T_P}{2} - \text{средняя температура смеси;}$$

$T_G$  и  $T_p$  – температура газа и твердых частиц соответственно;

$$D_{O_2} = D_{0,O_2} \left( \frac{T_{GS}}{T_0} \right)^{1,75} - \text{коэффициент диффузии кисло-}$$

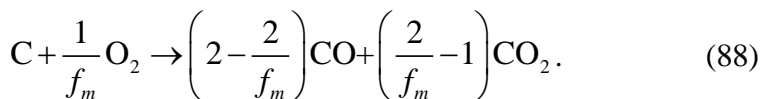
рода к поверхности частицы [70], где  $D_{0,O_2} = 3.49 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  при  $T_0 = 1600 \text{ K}$  – коэффициент самодиффузии. Вклад химических реакций определяются через константу скорости химической реакции, которая выражается соотношением [67 p.399-408]:

$$K_{koks,kin} = k_{0,koks} \cdot e^{-\frac{E_{a,koks}}{R \cdot T_p}} \quad (87)$$

Кинетические параметры, используемые в расчетах, получены экспериментально и приведены в литературе [67]:

$$k_{0,koks} [1/s] = 204, \quad E_{a,koks} / R = 9553$$

При горении коксового остатка в качестве продуктов реакции получаем оксид и диоксид углерода. Принимая во внимание механизм-фактор, имеем для реакции образования оксидов углерода соотношение:



С учетом влияния размеров частиц механизм-фактор может в таком случае принимать значение между 1 и 2. Причем, для больших частиц образуется только  $CO_2$  и  $f_m = 1$ , в то время как для маленьких частиц при  $f_m = 2$  только

*CO*. Основанием для этого является наблюдаемый процесс диффузии продуктов на границе раздела. Согласно [71] расчеты следует проводить с постоянным значением механизм-фактора: 1 или 2.

$$f_m = \begin{cases} \frac{2f_{CO} + 2}{f_{CO}} & d_p < 50 \text{ мкм} \\ \frac{2f_{CO} + 2}{f_{CO}} - \frac{f_{CO}(d_p - 50)}{(f_{CO} + 2) \cdot 950} & 50 \text{ мкм} \leq d_p \leq 1000 \text{ мкм} \\ 1 & d_p > 1000 \text{ мкм} \end{cases}$$

Влияние температуры моделируется с помощью экспоненциальной функции:

$$f_{CO} = 2500 \cdot e^{\frac{6240K}{T_p}} \quad (89)$$

Таким образом, в общем случае для химической реакции горения образовавшегося кокса порядка  $n$  имеем выражение:

$$\frac{d\xi_{koks}}{dt} = -\xi_{koks} \cdot A_{spez} \cdot p_{O_2}^n K_{koks,kin} \left( 1 - \frac{k_{koks}}{K_{koks,diff} p_{O_2}} \right)^n \quad (90)$$

*Образование оксидов азота.* Оксиды азота  $NO_x$  состоят по большей части из  $NO$  со значительно более низким уровнем содержания  $NO_2$  и  $N_2O$ . Окись азота  $NO$  формируется по трем направлениям: термические, мгновенные

и топливные, которые в целом доминируют в общем количестве оксидов азота. Оксиды азота занимают второе место после диоксида серы по вкладу в увеличение кислотности осадков. В дополнение к косвенному воздействию (кислотный дождь), длительное воздействие диоксида азота в концентрации 470-1880 мкг/м<sup>3</sup> может подавлять рост некоторых растений (например, томатов). Значимость атмосферных эффектов оксидов азота связана с ухудшением видимости. Диоксид азота играет важную роль в образовании фотохимического смога.

Процесс образования топливных  $NO$  является сложным процессом. В процессе выхода летучих компонентов, азот топлива разделяется на азот, содержащийся в коксовом остатке и летучий азот, что главным образом включает  $N$ -деготь,  $HSCN$  и  $NH_3$ . Распределение азота зависит от типа угля и температуры. Большинство  $N$ -деготь может быть преобразован в  $N$ -сажу- и  $HSCN$ .  $N$ -сажа, в основном, окисляется до  $NO$  через гетерогенные реакции.  $HSCN$  и  $NH_3$  преобразуются в дальнейшем в  $NO$  или  $N_2$  в зависимости от стехиометрического соотношения и общей концентрации летучего азота. Азот коксового остатка подвергается гетерогенному окислению, в основном, формируя  $NO$ . Тем не менее, часть  $NO$  преобразуется до  $N_2$  с помощью реакций с участием кокса, оксида углерода  $CO$  или сажи. Общий объем сформировавшихся оксидов азота  $NO$  уменьшается с увеличением размера коксовых частиц, концентрации кокса и его реактивности [72].

Условия образования оксидов при горении до сих пор не разработаны в достаточной мере и требуют глубокой проработки весьма сложной химической кинетики процесса в сочетании с детальным изучением тепломассообмена

и его влияния на кинетику. В 1960-70 гг. в большинстве публикаций в качестве основной модели образования  $NO$  принималась “термическая” схема. Согласно этой схеме выход  $NO$  определяется реакцией между атомом кислорода и молекулой азота. При этом количество атомарного кислорода определяется диссоциацией молекулы  $O_2$ . Эти процессы имеют очень большой энергетический барьер  $E = 561$  кДж/моль и, следовательно, определяются температурой процесса. Однако исследования за последние 20 лет показали, что:

-образование  $NO$  в пламенах имеет место не после окончания реакции горения, а непосредственно в зоне горения и зависит от ряда других химических реакций в пламенах. При этом собственно образование  $NO$  происходит не только в результате реакции атомарного кислорода с молекулой азота, но и в ряде других;

-образование  $O$  в пламенах происходит не только за счёт диссоциации  $O_2$ , но и в ряде других реакций, концентрация атомарного кислорода в зоне горения на 1-2 порядка выше равновесного, определяемого из условий диссоциации молекулярного кислорода и в пламенах углеводородов составляет 0,4-0,8% ;

-максимальная температура в ядре зоны горения существенно ниже расчётной теоретической вследствие наличия сверхравновесных концентраций промежуточных продуктов реакций и теплообменных процессов;

-зависимость выхода  $NO$  от температуры значительно слабее, чем это предполагалось ранее.

*NO модель.* В работе [73] разработана математическая модель формирования оксидов азота  $NO$  в процессе пылеугольного горения с учетом кинетического механизма, вовлекающего 12 глобальных химических реакций. Наиболее важным в этой модели является описание образования ок-

сида азота из связанного в топливе азота. В предложенной кинетической модели принимаются во внимание реакции пиролиза угля, гомогенного горения углеводородсодержащих соединений, гетерогенного горения кокса, образование термических и топливных  $\text{NH}_3$ .

В монографии, моделирование образования оксидов азота проводилось на основе предложенной в [73, р.1093-1102] модели. Рассмотрим основные этапы, принятые в этой схеме. Процесс пиролиза можно условно разбить на несколько этапов.

*Выход летучих из угля:*



$$\frac{dV}{dt} = k_3(V_\infty - V); V_\infty = Q(\text{VM}_p), \quad (92)$$

где  $Q$  - корректирующий фактор,  $V_\infty$  - конечный выход летучих, который зависит от многих факторов (скорость нагревания, температура, тип угля, размер и т.д.).

*Пиролиз летучего азота:*



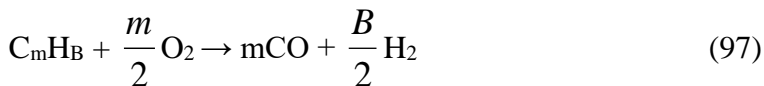
$$\frac{dN_c}{dt} = -k_5 N_c \frac{\text{VM}^b}{V_\infty} \quad (94)$$

*Горение углеводородов, освободившихся в процессе выхода летучих:*



$$\frac{d|\text{CO}|}{dt} = -k_2 |\text{CO}| |\text{O}_2|^{1/2} |\text{H}_2\text{O}|^{1/2} \quad (96)$$





$$\frac{d|C_m H_B|}{dt} = \frac{-2}{m} k_4 \frac{p^2}{T^{1.5}} f_{C_m H_B} f_{O_2} \quad (98)$$

*Горение частицы кокса:*



$$\frac{dW_c}{dt} = \frac{-k_s k_d}{k_s + k_d} p_{O_2} S_{ext}, \quad (100)$$

где  $p_{O_2}$  - парциальное давление окружающего газа,  $S_{ext}$  - полная внешняя поверхность на единицу массы коксовой частицы.

Эффективный коэффициент диффузии  $k_d$  определяется соотношением:

$$k_d = \frac{24\psi D_{O_2}}{dRT_m}, \quad (101)$$

где  $T_m$  - средняя температура в пограничном слое,  $\psi$  - механизм-фактор.

Если на поверхности частицы формируется  $CO_2$ , то  $\psi = 1$ ; если на поверхности коксовой частицы формируется  $CO$ , то  $\psi = 2$ .

Поскольку уравнение (100) определяет скорость сгорания коксового остатка, только данным уравнением нельзя адекватно описать весь процесс. По мере того, как частица кокса сгорает, изменяется ее диаметр  $d$  и плотность  $\rho$ . Эти изменения определяются параметрами  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\frac{d}{d_0} = \left( \frac{W_c}{W_{c_0}} \right)^\alpha, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left( \frac{W_c}{W_{c_0}} \right)^\beta \quad (102)$$

В работе [74] показано, что для сферических частиц  $3\alpha + \beta = 1$ . Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяются экспериментально. Многие угольные частицы, также подвергаются физическому расширению, во время начального стремительного нагревания. С учетом коэффициента расширения  $C_{Sw}$  для сферических частиц можно записать выражение для диаметра и плотности:

$$d = d_0 \left[ 1 + \left( 1 - \frac{VM}{V_\infty} \right) C_{Sw} \right], \quad (103)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left[ 1 + \left( 1 - \frac{VM}{V_\infty} \right) C_{Sw} \right]^3} \quad (104)$$

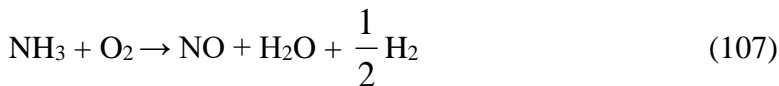
Однако, в работе [75-76] показано, что влияние  $C_{Sw}$  и  $\beta$  на процесс образования оксида азота незначительно.

*Окисление азота, содержащегося в коксе:*



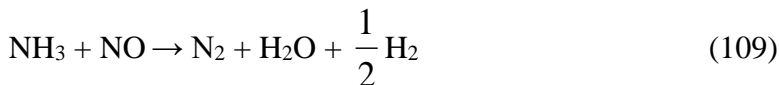
$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{N_c}{W_c} \frac{dW_c}{dt} \quad (106)$$

В данной модели учитывается как формирование через окисление - уравнение (105-106), так и подавление – уравнение (107-110)  $NH_3$  компонентов системы:



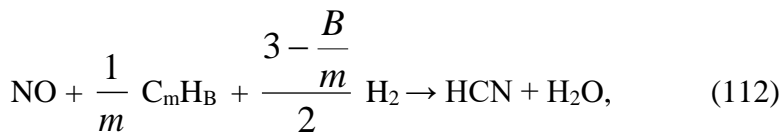
$$\frac{d|\text{NH}_3|}{dt} = \frac{-k_6 y_{\text{NH}_3} y_{\text{O}_2}}{1 + k_{\text{den}} y_{\text{O}_2}} \frac{p}{RT} \quad (108)$$

В этом уравнении  $k_{\text{den}}$  позволяет дополнительно учесть температурную зависимость реакции.



$$\frac{d|\text{NH}_3|}{dt} = -k_7 y_{\text{NH}_3} y_{\text{NO}} \frac{p}{RT} \quad (110)$$

Конечными азотными центрами, рассматриваемыми в модели, являются CN подсистемы (HCN, CN и др.). Эти компоненты, как и  $\text{NH}_i$  подсистемы, полагается, находятся во внутреннем равновесии. В рамках данной модели, мы ограничиваемся только учетом элементарных HCN систем. В обобщенном виде процесс с участием HCN компонентов можно представить в виде реакций:



скорость которых определяется через соответствующие соотношения:

$$\frac{d|HCN|}{dt} = -k_9 y_{HCN} y_{O_2} \frac{p}{RT} \quad (113)$$

$$\frac{d|HCN|}{dt} = -k_{10} y_{NO} y_{C_mH_B} \frac{p}{RT} \quad (114)$$

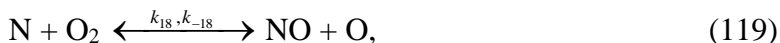
Веер и др. [77] предложил модель для описания гетерогенной реакции между коксовой частицей и NO, которая приводит к снижению концентрации оксида азота. Эта реакция может иметь существенное значение при пылеугольном горении. Продукты реакций в отсутствие катализатора включают CO и CO<sub>2</sub>, затем N<sub>2</sub> формируется через реакции:



$$\frac{dW_C}{dt} = -k_{11} y_{NO} S_{ext} \frac{p}{RT} \quad (116)$$



В основе формирования термических оксидов азота в данной модели лежит механизм Зельдовича [78]:





Таким образом, обобщенное уравнение для определения скорости формирования оксидов азота можно записать в виде:

$$\frac{d|\text{NO}|}{dt} = \frac{2k_{17}K_0\left(\frac{P}{RT}\right)^{\frac{1}{2}}|\text{O}_2|^{\frac{1}{2}}|\text{N}_2| - 2\frac{k_{-17}k_{-18}}{k_{18}}K_0\left(\frac{P}{RT}\right)^{\frac{1}{2}}|\text{NO}|^2|\text{O}_2|^{-\frac{1}{2}}}{1 + \frac{k_{-17}|\text{NO}|}{k_{18}|\text{O}_2|}}, \quad (121)$$

где  $K_0$  – константа равновесия для диссоциации кислорода.

#### 4.5 Моделирование теплообмена излучением

Для моделирования теплообмена излучением рассмотрим некоторые математические модели и методы. На практике аналитические или численные решения уравнений передачи тепла за счет излучения и сохранения энергии, дающие распределение температуры и тепловые потоки в поглощающей, испускающей и рассеивающей среде в большинстве случаев требуют значительных математических усилий. Различные приближительные методы могут быть достаточно эффективны в каждом конкретном случае. Например, для оптически толстой среды, можно использовать метод диффузионной аппроксимации [79]. Некоторые приближения предполагают использование полных уравнений теплопередачи и затем применяются различные методы для получения их приближительных решений. Например, в одном методе, экспоненциальная интегральная функция в уравнениях излучения аппроксимируется простыми экспоненциальными функциями [80]. Это позволяет преобразовать интегральные уравнения в диф-

ференциальные уравнения, которые могут быть затем достаточно просто решены.

В других методах, таких как, например, метод Шустера – Шварцильда [81], предполагается, что излучение, распространяется в каждом координатном направлении. Это самое простое приближение когда полагается, что для одномерной передачи энергии, в положительном направлении интенсивность изотропная, а в отрицательном (противоположное) направлении имеет отличное значение, но также сохраняет изотропность. Эта модель получила название двухпоточной модели.

В диффузионном методе среду рассматривают как оптически плотную, когда излучение может проходить только короткое расстояние прежде, чем быть поглощенным. Расстояние, на которое проникает излучение, является меньше чем расстояние, на котором происходят существенные температурные изменения. В этом случае локальная интенсивность будет определяться вкладом излучения только от соседних местоположений, где температуры довольно близки по значению. Излучение, испускаемое из точек, где температура существенно отличается, уменьшиться прежде, чем достигнет местоположения, которое рассматривается в данный момент. При таких условиях возможно преобразование интегральных уравнений, в результате чего балансное уравнение энергии излучения трансформируется в уравнение диффузии. Диффузионный метод – очень удобный способ для использования стандартных конечно-разностных схем при решении полученных дифференциальных уравнений. Однако, этот метод анализа ограничен случаями, где предположения, используемые для его применения обоснованны [79, p.80-96].

Простые статистические методы, такие как метод Монте-Карло, обычно позволяют получить решение уравнения лучистого теплообмена, по точности близкое к решению,

полученному точными методами. Метод Монте Карло может использоваться для геометрии любой сложности и спектральные эффекты могут быть учтены без особых затруднений. Главным образом, именно по этой причине, этот метод широко используется в изучении явлений переноса в атмосфере [82] и нейтронной среде [83]. Он также успешно применяется для решения некоторых общих задач теплопередачи излучением.

Расчеты методом Монте Карло дают решения, которые флуктуируют вокруг «реального» решения. По мере того, как число фотонов, инициированных от каждого элемента поверхности и/или объема увеличивается, этот метод, как ожидается, будет сходиться к точному решению задачи. Поскольку направления фотонов получены с помощью генератора случайных чисел, этот метод всегда подвержен наличию статистических ошибок и достаточно плохой конвергенции [84-85]. Однако, с развитием компьютерной техники это становится более доступным и привлекательным для решения технических задач.

В монографии для описания лучистого теплообмена в камерах сгорания используется шестипоточная модель Фреда Локвуда [58, p.1185-1202]. В этой модели с помощью степенных рядов и сферических функций распределение потока энергии излучения аппроксимируется на соответствующих участках пространственных углов. Для сокращения математической формы и ясного описания этого метода, высказываются следующие предположения:

- среда серая;
- рассеивание отсутствует;
- коэффициент преломления равен единице.

Расширение для несерой среды произвести несложно, разделяя частотный спектр в столько серых групп, сколько необходимо для приемлемой точности. Также и расширение к рассеивающейся среде может быть достаточно легко

произведено. Однако, есть некоторые технические приложения, когда предположение о единичных коэффициентах преломления не является удовлетворительным. Уравнение переноса излучения запишем в виде:

$$\nabla \cdot (\overline{I\Omega}) = -KI + \frac{K\sigma T^4}{\pi}$$

(1)      (2)      (3)

В этом выражении (1) полное изменение; (2) – поглощение; (3) – эмиссия.

$I$  – интенсивность излучения,

$\Omega$  – единичный вектор, определяющий направление,

$K$  – коэффициент поглощения,

$\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,

$T$  – абсолютная температура.

Это уравнение записывается в декартовых координатах, поскольку они наиболее часто применяются для исследования задач в камерах сгорания. В декартовых координатах уравнение (122) запишется в виде:

$$\left(\vec{i} \cdot \overline{\Omega}\right) \frac{\partial I}{\partial x} + \left(\vec{j} \cdot \overline{\Omega}\right) \frac{\partial I}{\partial y} + \left(\vec{k} \cdot \overline{\Omega}\right) \frac{\partial I}{\partial z} = -KI + \frac{K\sigma T^4}{\pi}, \quad (123)$$

где  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ ,  $\vec{k}$  – единичные векторы в трех направлениях  $x$ ,  $y$  и  $z$ .

Выражение для сглаженного распределения интенсивности излучения:



$$I = A_x \cdot \left( \vec{i} \cdot \vec{\Omega} \right) + A_y \cdot \left( \vec{j} \cdot \vec{\Omega} \right) + A_z \cdot \left( \vec{k} \cdot \vec{\Omega} \right) + \\ B_x \cdot \left( \vec{i} \cdot \vec{\Omega} \right)^2 + B_y \cdot \left( \vec{j} \cdot \vec{\Omega} \right)^2 + B_z \cdot \left( \vec{k} \cdot \vec{\Omega} \right)^2 \quad (124)$$

Коэффициенты  $A_x, A_y, A_z, B_x, B_y$  и  $B_z$  определяются через интенсивности излучения в направлении координат соотношениями:

$$A_x = \frac{(I_x - J_x)}{2}; \quad A_y = \frac{(I_y - J_y)}{2}; \quad A_z = \frac{(I_z - J_z)}{2}; \\ B_x = \frac{(I_x + J_x)}{2}; \quad B_y = \frac{(I_y + J_y)}{2}; \quad B_z = \frac{(I_z + J_z)}{2}, \quad (125)$$

где  $I$  и  $J$  – значения интенсивности в положительных и отрицательных направления для соответствующих индексам координатных направлениях. Уравнение (125) является симметричным относительно всех трех осей координат.

В работе Гибб и Дженнер [88] выражения первого порядка для распределения интенсивности имеют вид:

$$I(\vec{r}, \vec{\Omega}) = B_0 \cdot (\vec{r}) + A_1(\vec{r}) \cdot (\vec{i} \cdot \vec{\Omega}) + A_2(\vec{r}) \cdot (\vec{j} \cdot \vec{\Omega}) + A_3(\vec{r}) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{\Omega}) \quad (126)$$

Эти соотношения содержат члены разложения в ряд Тейлора, зависящие от направления части  $I(\vec{r}, \vec{\Omega})$ . Распределение интенсивности (126) подставляем в уравнение (124) и получим следующее выражение:

$$\begin{aligned}
& \left(\vec{i} \cdot \vec{\Omega}\right)^2 \frac{\partial A_x}{\partial x} + \left(\vec{i} \cdot \vec{\Omega}\right) \cdot \left(\vec{j} \cdot \vec{\Omega}\right) \frac{\partial A_y}{\partial x} + \dots + \\
& + \left(\vec{k} \cdot \vec{\Omega}\right) \cdot \left(\vec{j} \cdot \vec{\Omega}\right)^2 \frac{\partial B_y}{\partial z} + \left(\vec{j} \cdot \vec{\Omega}\right)^3 \frac{\partial B_z}{\partial z} = \\
& = -K \left[ A_x \cdot \left(\vec{i} \cdot \vec{\Omega}\right) + \dots + B_z \cdot \left(\vec{k} \cdot \vec{\Omega}\right)^2 \right] + \frac{K\sigma T^4}{\pi}
\end{aligned} \tag{127}$$

Это уравнение можно теперь проинтегрировать по выбранным участкам пространственного угла  $4\pi$ . Так как данная формулировка содержит шесть неизвестных коэффициентов, необходимо записать шесть уравнений для решения задачи. Очевидно, что увеличивая число слагаемых в разложении (126), и соответственно, число пространственных угловых подразделений, приближенные уравнения дают все более и более точное представление истинной передачи излучения.

В работе [89] было проверено две теории для определения участков пространственного угла. В первой - полный пространственный угол  $4\pi$  разделяется на шесть равных углов  $4\pi/6$ , у каждого из которых есть одно координатное направление вдоль его оси симметрии. В другой - шесть пространственных углов  $2\pi$ , каждый из которых снова сосредоточен об одном из координатных направлений.

В случае последней модели только четыре из получающихся шести уравнений независимы; три других уравнения могут быть найдены из объединения уравнения (127) в каждой из трех пар бесконечно малых пространственных углов в направлении осей координат. Оба подхода приводят к дифференциальным уравнениям в частных производных, которые имеют одинаковую структуру, отличаются только коэффициенты. Показано, что последний подход приводит к более точному решению. Рассмотрим этот метод.

Если уравнение (127) проинтегрировать по простран-

ственным углом  $2\pi$  с центром на  $+x$ ;  $-x$  оси координат, получим:

$$a_{30} \frac{\partial B_x}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial B_y}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial B_z}{\partial x} = K a_{10} A_x, \text{ где}$$

$$a_{ij} = \int_{2\pi} \left( \vec{i} \cdot \vec{\Omega} \right)^i \left( \vec{k} \cdot \vec{\Omega} \right)^j d\Omega = \int_{2\pi} \left( \vec{i} \cdot \vec{\Omega} \right)^i \left( \vec{j} \cdot \vec{\Omega} \right)^j d\Omega = \quad (129)$$

$$= \int_0^{2\pi} \cos^j \Phi d\Phi \int_0^{\pi/2} \cos^i \theta \sin^j \theta \sin \theta d\theta$$

В уравнении (129):  $\theta$  – угол между  $\Omega$  и  $k$ ;  $\Phi$  – угол между  $i$  и проекцией  $\Omega$  на плоскость  $x$ - $y$ . Интегралы могут быть оценены аналитически, при:

$$a_{30} = \pi/2, a_{12} = \pi/4 \text{ и } a_{10} = \pi.$$

Дальнейшее интегрирование по  $y$  и  $z$  приводит в общей сложности к трем независимым уравнениям, которые могут быть выражены как:

$$\frac{\pi}{2} \cdot \left\| \begin{array}{ccc} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial z} \end{array} \right\| \cdot \left\| \begin{array}{c} B_x \\ B_y \\ B_z \end{array} \right\| = -K\pi \left\| \begin{array}{c} A_x \\ A_y \\ A_z \end{array} \right\| \quad (130)$$

Следующие три уравнения могут быть получены, путем интегрирования (127) в двух равных бесконечно малых углах, сосредоточенных на положительных и отрицательных направлениях осей координат:

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial A_x}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial y} \\ \frac{\partial A_z}{\partial z} \end{vmatrix} = -K \begin{vmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{vmatrix} + \frac{K}{\pi} \begin{vmatrix} \sigma T^4 \\ \sigma T^4 \\ \sigma T^4 \end{vmatrix} \quad (131)$$

Введем:

$$\begin{vmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{vmatrix} = \|B\| \begin{vmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{vmatrix} \quad (132)$$

$$\|B\| = \frac{\pi}{2} \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & 1 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \end{vmatrix} \quad (133)$$

С учетом этих выражений уравнения (130) и (131) можно записать:

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_x}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_z}{\partial z} \right) \end{vmatrix} = K \begin{vmatrix} 3 & -1 & -1 \\ -1 & 3 & -1 \\ -1 & -1 & 3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{vmatrix} - K \begin{vmatrix} \sigma T^4 \\ \sigma T^4 \\ \sigma T^4 \end{vmatrix} \quad (134)$$

Таким образом, мы получаем приближенные уравнения переноса излучения, которые могут быть решены в случае,

когда известно поле температур. Если температурное поле неизвестно, значение  $\sigma T^4$  в отсутствие проводимости и конвекции можно заменить скоростью локального объемного выделения энергии:  $\nabla q \equiv \dot{q}'''$ , определив вектор потока лучистого тепла:

$$\bar{q} \equiv \int_{4\pi} I(\vec{r}, \bar{\Omega}) \bar{\Omega} d\Omega \quad (135)$$

Тогда для интенсивности можно записать следующее соотношение:

$$-\frac{K}{4\pi} \int_{4\pi} I d\Omega + \frac{K\sigma T^4}{\pi} = \frac{\dot{q}'''}{4\pi} \quad (136)$$

Если подставить распределение интенсивности (126) в уравнение (136) и полученное уравнение использовать так, чтобы избавиться от  $\frac{KT^4}{\pi}$  из уравнения (131), мы получим:

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_x}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{K} \frac{\partial C_z}{\partial z} \right) \end{vmatrix} = \frac{4}{3} K \begin{vmatrix} 2 & -1 & -1 \\ -1 & 2 & -1 \\ -1 & -1 & 2 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{vmatrix} - \frac{1}{4} \begin{vmatrix} \dot{q}''' \\ \dot{q}''' \\ \dot{q}''' \end{vmatrix} \quad (137)$$

Система дифференциальных уравнений второго порядка (136) или (137) имеет структуру подобную уравнениям, полученным в работе Сполдинга [90].

Сохранение энергии излучения, применительно к стенкам имеет вид:

$$F_t = -F_e + F_a, \quad (138)$$

где  $F_t$  – полный поток излучения, направленный нормально к поверхности,

$F_e$  – поток, испускаемый стенкой,  $F_a$  – поток, поглощенный стенкой.  $F_t$  можно выразить как:

$$F_t = \int_{4\pi} I \overline{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega, \quad (139)$$

где  $\vec{n}$  – единичный вектор, направленный нормально к поверхности. Значения  $F_e$  и  $F_a$  определяются соответственно следующими выражениями:

$$F_e = \varepsilon_w \sigma T_w^4, \quad (140)$$

$$F_t = a_w \int_{2\pi} I \overline{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega, \quad (141)$$

где  $\varepsilon_w$ ,  $T_w$  и  $a_w$  – коэффициент излучаемости, температура и поглощательная способность стены. Таким образом, уравнение (138) запишется в виде:

$$\int_{4\pi} I \overline{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega = -\varepsilon_w \sigma T_w^4 + a_w \int_{2\pi} I \overline{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (142)$$

Подставляя принятое распределение интенсивности (126), и интегрируя полученный результат, получим следующие уравнения для  $n = i, j$  и  $k$  соответственно:

$$a_w C_x \mp \frac{2}{3K} \frac{\partial C_x}{\partial x} (2 - a_w) = \varepsilon_w \sigma T_w^4,$$

$$a_w C_y \mp \frac{2}{3K} \frac{\partial C_y}{\partial y} (2 - a_w) = \varepsilon_w \sigma T_w^4,$$

$$a_w C_z \mp \frac{2}{3K} \frac{\partial C_z}{\partial z} (2 - a_w) = \varepsilon_w \sigma T_w^4,$$

где «−» и «+» соответственно связаны с положительными и отрицательными координатными направлениями.

В разделах 4.3–4.5 были представлены основные уравнения физико-математической и химической моделей, которые в дальнейшем будут использованы для описания процессов тепломассопереноса при горении твердого топлива в камерах сгорания. С их помощью будут рассчитаны основные аэродинамические и тепловые характеристики процессов тепломассопереноса, происходящих в топочных камерах реальных энергетических объектов (ПК39 Аксуской ГРЭС и БК3160 Алматинской ТЭЦ). В следующих разделах монографии будет показано, как построенные теоретические модели позволят решить практические задачи снижения выбросов вредных веществ в атмосферу при помощи плазменной газификации твердого топлива и современных технологий организации топочных процессов с использованием дополнительной подачи окислителя в камеру сгорания («Overfire Air» - OFA).

#### **4.6 Влияние размеров расчетной сетки на результаты компьютерного моделирования процессов тепломассопереноса в камерах сгорания**

В работе получены результаты 3D компьютерного моделирования по изучению влияния размеров расчетной сетки на основные характеристики процессов тепломассо-

переноса при горении твердого топлива (экибастузский уголь) в камере сгорания. В качестве исследуемого объекта в данной работе выбрана реальная камера сгорания котла ПКЗ9 к блоку 300 МВт, паропроизводительностью 475т/ч. Котел установлен на Аксуйской ГРЭС (Казахстан).

На рисунке 12 представлена общая схема камеры сгорания котла ПКЗ9 и разбивка ее на контрольные объемы для проведения вычислительных экспериментов. Камера сгорания оборудована 12 вихревыми трехканальными горелками. Горелки расположены встречно в два яруса по 6 горелок в каждом. Из-за трудностей факельного сжигания твердого топлива (вследствие сложности тонкого помола, золового износа и шлакования поверхности нагрева, заноса их золой) был разработан способ сжигания его во взвешенном состоянии, получивший название вихревого. В вихревых топках осуществляется устойчивое движение вращающегося воздушного потока, в котором находится во взвешенном состоянии кусочки каменного угля ( $d_p \sim 15-90$  мкм). Вихревой характер движения топливовоздушного потока в камере сгорания создает хорошие условия перемешивания топлива с воздухом, а следовательно, способствует более быстрому и полному выгоранию топлива [91-95].

Процессы тепломассопереноса описываются нестационарными уравнениями (65) для решения которых необходимо задать начальные и граничные условия. При решении уравнений Навье-Стокса в применении к реальным областям геометрии (камеры сгорания ТЭЦ) требуется постановка граничных условий на всех границах рассматриваемой области. Ошибки при выборе краевых условий могут привести к физически бессмысленному результату или к неустойчивости конечно-разностной схемы и могут стать источником больших вычислительных затрат.



При решении уравнений, описывающих конвективный теплоперенос, иногда трудно сформулировать граничные условия так, чтобы они были простыми для расчетов и адекватными реальным физическим процессам, происходящим в камерах сгорания. Поэтому при численном моделировании часто используют "пристенные законы", когда для расчета граничных значений искомых величин применяется понятие вязкого подслоя, что соответствует большей точности в задании граничных условий. Сформулируем начальные и граничные условия для нашей задачи [56, с.180-187]:

*Начальные условия.* Начальные (при  $t=0$ ) значения переменных  $u$ ,  $v$ ,  $w$  и  $P$  обычно выбираются нулевыми во всей области решения. Иногда в качестве начальных значений используются ранее полученные сходящиеся решения.

*Граничные условия.* Границами расчетной области в камерах сгорания могут быть твердые стенки и свободные поверхности. Свободными поверхностями считаются вход (места подачи топлива и окислителя), выход из камеры сгорания и плоскость симметрии. Большие трудности для таких задач вызывает формулировка граничных условий на входе и выходе. Распределение всех переменных на входе и выходе бывает известно в очень немногих случаях. В динамике жидкости обычно используются условия Неймана (условия второго рода), когда задают производные по нормали на границах и условия Дирихле (условия первого рода), когда задаются значения переменных на границе. В соответствии с используемым типом граничных условий необходимо определить конвективные и диффузионные потоки через поверхности ячеек, расположенных на границах расчетной области.

Чтобы уменьшить влияние выбора краевых условий на входе и выходе, эти границы должны быть по возможности

удалены от исследуемой области. Во время проведения итераций в настоящей работе для задания разностных граничных условий часто используются дополнительные контрольные объемы, расположенные вне расчетной области. Для уравнения движения должны быть заданы на границах значения компонент скорости или нормальный и тангенциальный градиенты скоростей:

*Вход:* -  $u_i$  - значения скоростей на входе

$$\text{Выход: } - \left. \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right|_{no} = 0$$

Последнее условие считается более жестким по сравнению с «мягкими» граничными условиями  $\left. \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} \right|_{no} = 0$ , используемыми в [63, с.118-123].

$$\text{Плоскость симметрии: } u_i \Big|_{no} = 0, \left. \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right|_{no} = 0$$

$$\text{Твердая поверхность: } u_i \Big|_{no}=0, \left. \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right|_{no}=0, u_i \Big|_{ta}=0$$

Очень важно правильно определить поток импульса на твердой стенке. Если считать, что эффективная вязкость всюду в области течения совпадает с турбулентной вязкостью, то вблизи твердых поверхностей камеры мы получим наибольшее отличие профилей скорости, полученных в результате численных расчетов, от экспериментальных. Это объясняется тем, что вблизи стенок возникает вязкий подслой, где физической вязкостью пренебрегать нельзя, а предположение о равенстве турбулентной и физической вязкостей означает, что мы как бы зависили значение касательного напряжения вблизи стенок, а это приводит в

свою очередь к наибольшей погрешности вычислений в данной области. Правильное задание граничных условий на стенке можно осуществить, например, за счет учета вязкого подслоя, течение в котором является квазиламинарным, т.к. турбулентные пульсации проникают в него из внешней части течения и затухают под влиянием молекулярной вязкости по мере приближения к поверхности [38, p.269-289; 96-97].

Для ламинарных течений часто используют линейное распределение скоростей между ближайшим к стенке узлом и стенкой:

$$\left. \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right|_{ta} = \frac{u_{i,wp}|_{ta}}{\Delta x_{w,p}}$$

Тогда для напряжения трения на стенке имеем:

$$\tau_w = \mu \frac{u_{i,wp}|_{ta}}{\Delta x_{wp}}$$

При моделировании турбулентности с помощью k-ε модели для определения турбулентного потока импульса на стенке используются эмпирические пристенные функции, предложенные в [38, p.269-289]:

$$\tau_w = \frac{\rho C_\mu^{0.25} k_{wp}^{0.5} \kappa}{\ln[EEy_*]} u_{i,wp}|_{ta} \quad (143)$$

Значение постоянной Кармана  $\kappa=0.41$  получено экспериментально, а постоянная  $EE=5.5$  для гидравлических гладких стенок. Для поправки к давлению используются условия Неймана на всех границах расчетной области:  $\Delta \hat{p}|_{граница} = 0$ . раевые условия для решения уравнения энергии имеют следующий вид:

*Вход:*  $h = c_p T$  - задается температура потока на входе.

$$\text{Выход: } \left. \frac{\partial h}{\partial x_i} \right|_{no} = 0$$

$$\text{Плоскость симметрии: } \left. \frac{\partial h}{\partial x_i} \right|_{no} = 0, \left. \frac{\partial h}{\partial x_i} \right|_{ta} = 0$$

Для температуры на твердых стенках могут задаваться различные виды граничных условий. Для адиабатических стенок поток тепла  $q_w$  равен нулю и в этом случае используются краевые условия как в плоскости симметрии. В случае теплообмена между стенкой и жидкостью можно задавать температуру стенки или тепловой поток. Если экспериментально или аналитически определен конвективный коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , то можно использовать условие:  $q_w = \alpha(T_{wp} - T_w)$ . Конвективный теплообмен между жидкостью и стенкой с заданной температурой определяется течением в пристенной области. Если выполняется условие:  $y_* \leq 60$ , то тепловой поток определяется соотношением:

$$q_w = \lambda \frac{T_{wp} - T_w}{\Delta x_{wp}} \quad (144)$$

Граничные условия для кинетической энергии турбулентности и ее диссипации по  $k$ - $\varepsilon$  модели турбулентности задать сложнее, поскольку в очень редких случаях известно реальное распределение  $k$  и  $\varepsilon$  на входе. Обычно делается предположение о том, что на входе имеется полностью развитое течение с изотропной турбулентностью и тогда

кинетическая энергия турбулентности  $k$  может быть оценена по степени турбулентности  $T_u$ :

$$T_u = \frac{(u'^2)^{1/2}}{\bar{u}}, \quad (145)$$

которая во входных сечениях технических потоков равна от 5 до 20% [91, 95].

Тогда для кинетической энергии турбулентности на входе имеем:

$$\text{Вход: } k_{\text{вход}} = \frac{3}{2} (\bar{u}_{\text{вход}} T_u)^2$$

Экспериментальных данных для оценки степени диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$  на входе в общем-то не имеется. В течениях с полностью развитой изотропной турбулентностью производство и диссипация кинетической энергии турбулентности находятся в равновесии. В работах [51, с. 87-89; 56, с.184-186] успешно используется следующее соотношение для диссипации энергии на входе:

$$\text{Вход: } \varepsilon_{\text{вход}} = \tilde{N}_\mu^{0,75} \frac{k^{3/2}}{L_m},$$

где  $L_m$  - длина пути смешения, которая определяется следующим соотношением:  $L_m = 0.03 (4S/P)$ . Здесь  $S$  - площадь,  $P$  - периметр контрольного объема на входе (для нашей задачи - это ячейки, на которые поделено выходное отверстие горелки).

$$\text{Выход: } \left. \frac{\partial k}{\partial x_i} \right|_{\text{но}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right|_{\text{но}} = 0$$

$$\text{Плоскость симметрии: } \left. \frac{\partial k}{\partial x_i} \right|_{no} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right|_{no} = 0$$

Запишем граничные условия для уравнения переноса концентрации компонент:

*Вход:*  $c_\beta$  - значение концентрации компонента,

$$\text{Выход: } \left. \frac{\partial c_\beta}{\partial x_i} \right|_{no} = 0, \quad \text{ось симметрии: } \left. \frac{\partial c_\beta}{\partial x_i} \right|_{no} = 0, \quad \text{на по-}$$

$$\text{верхности: } \left. \frac{\partial c_\beta}{\partial x_i} \right|_{no} = 0$$

Расчетная область для проведения вычислительных экспериментов и создание базы данных для моделирования проводится в несколько этапов, с использованием программного комплекса PREPROZ [48, p.497-502]. В создаваемых файлах содержатся геометрические данные исследуемого процесса, начальные и граничные условия для моделирования процесса тепломассопереноса в реагирующих потоках. При помощи PREPROZ создаются базовые файлы, содержащие исходную информацию, которые в дальнейшем используются в пакете программ FLOREAN. Этот компьютерный пакет программ позволяет проводить сложные вычислительные эксперименты по моделированию реагирующих многофазных течений в областях реальной геометрии.

При создании геометрической модели, каждая стенка топочной камеры описывается отдельно в виде численных кодов. Сначала вводятся стенки с их угловыми точками. Входы и выход задаются, прежде всего, в виде типа отверстий и потом устанавливаются координаты пространственного положения горелочных устройств на определенных стенках. Отверстие горелки (вход) описывается в виде

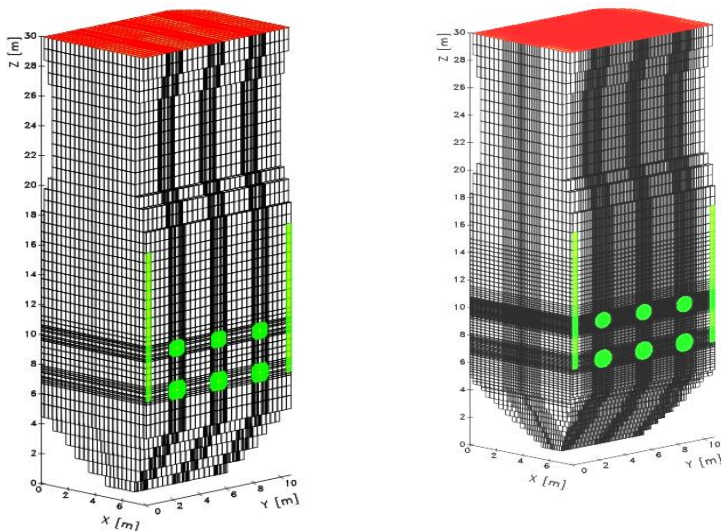
концентрических окружностей (для круглых горелок), выход – в виде прямоугольника с соответствующими координатами в пространстве. В работе [56] круглые отверстия были заменены на прямоугольные с равной площадью, что также сказывалось на точности расчетов. В соответствии с заданной геометрией создается решетка для численного моделирования.

В процессе создания окончательного варианта расчетной области, решетка неоднократно редактируется, с целью создания наиболее оптимального варианта для проведения дальнейших расчетов физических процессов в топочном объеме. В нашем варианте для проведения вычислительных экспериментов созданы решетки, которые содержат 100 000 и 500 000 контрольных объемов (рисунок 12). При создании расчетной сетки необходимо учитывать два условия:

- поверхности, которые не параллельны осям координат, должны быть приближены к форме шагов.
- что касается размера сетки, тут необходим компромисс между самым маленьким и самым большим размером.

Уменьшение размеров контрольных ячеек, особенно в области расположения горелок, позволило исследовать влияние разбивки расчетной области на контрольные объемы на результаты численного эксперимента.

При этом благодаря усовершенствованной компьютерной модели, с помощью которой проводились все вычислительные эксперименты в настоящей работе, время расчетов увеличивается незначительно.



а) 100 000 контрольных объемов    б) 500 000 контрольных объемов

Рисунок 12 - Общий вид топочной камеры котла ПК39 и разбивка ее на контрольные объемы

*Результаты вычислительных экспериментов.* В работе были рассчитаны поля скорости и давления, температуры, концентрационные поля для окислителя и продуктов горения по всему объему камеры сгорания для двух сеток, содержащей 100 000 и 500 000 контрольных объемов (рисунок 12) и исследовано влияние размеров элементарных объемов на результаты вычислительного эксперимента.

На рисунке 13 представлено распределение полной скорости  $v = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$  по высоте всей камеры сгорания. На данном графике можно наглядно определить местоположение горелок двух ярусов. В этой области скорости подачи топлива и воздуха достигают наибольших значений. А по мере приближения к выходу скорость снижается. Сравнительный анализ расчетов с использованием расчет-



ной сетки содержащей 100 000 и 500 000 контрольных объемов показывает, что изменение размеров сетки оказывает слабое влияние на результаты расчетов скорости.

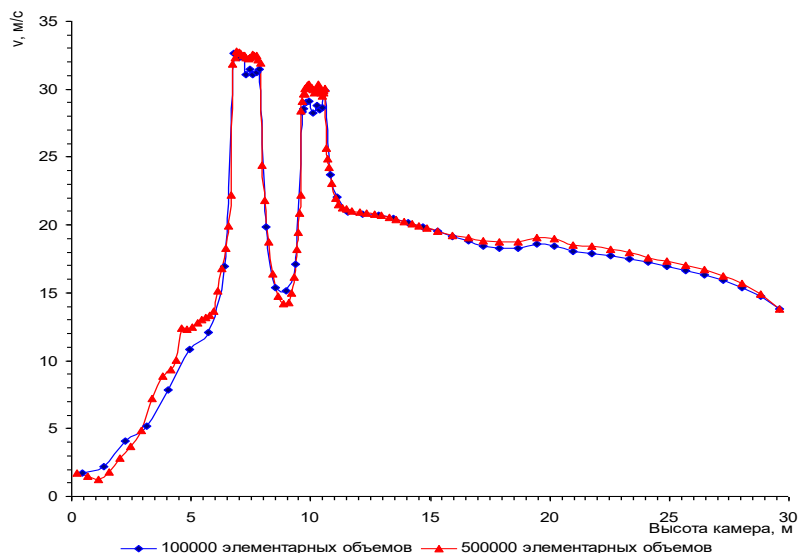


Рисунок 13 – Распределение скорости по высоте камеры сгорания

На рисунке 14 представлено распределение избыточного давления по высоте камеры сгорания для двух исследуемых вариантов. Здесь также видно, что изменение размеров расчетной сетки практически не влияет на распределение средних значений давления. Как видно из рисунка 14 наибольшее изменение давления происходит в области расположения горелок, т.е. в области подачи топлива и окислителя. По мере удаления от области горелок давление монотонно убывает и на выходе среднее расчетное значение составляет величину  $\Delta p \sim 25,4$  Па.

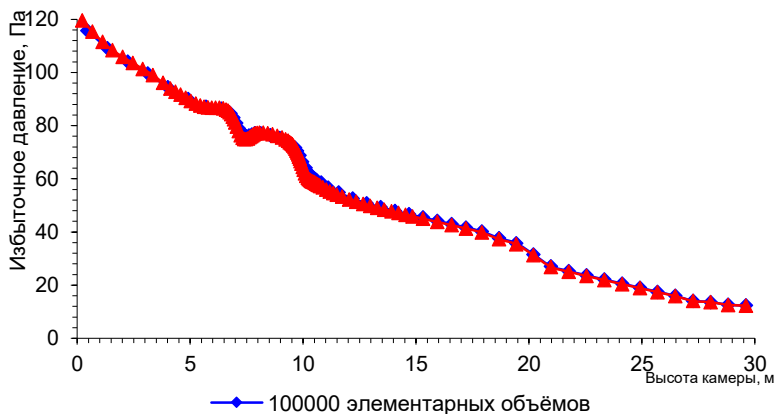
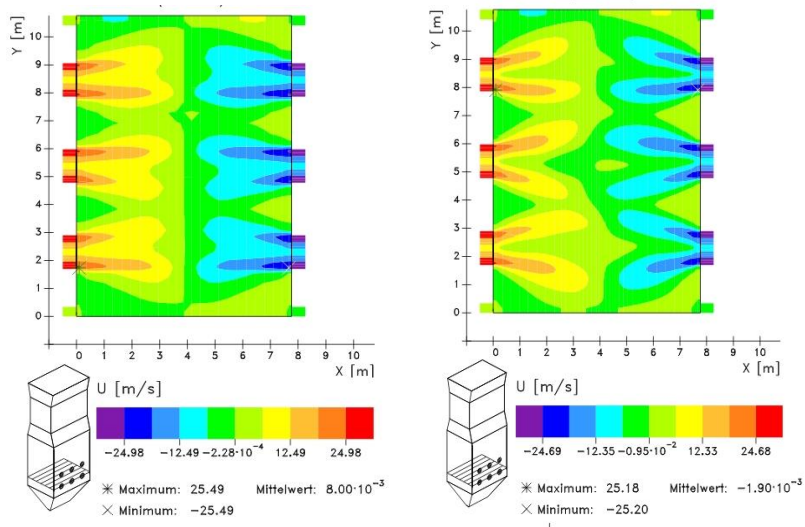


Рисунок 14 – Распределение избыточного давления по высоте камеры сгорания

На рисунках 15 - 17 представлены результаты 3D компьютерного моделирования для двух расчетных сеток: расчетные значения максимальных, минимальных и средних значений составляющих скорости:  $U$  (рисунок 15),  $V$  (рисунок 16),  $W$  (рисунок 17) в сечении горелок нижнего яруса. Анализ данных графиков для компонент  $U$  и  $W$  говорит о том, что увеличение числа контрольных объемов почти не повлияло на качественную картину поля скорости (рисунок 15-17). Однако, в распределении компоненты скорости  $V$  симметрия отсутствует, и мы можем наблюдать качественные изменения в картине течения. При этом можно отметить, что влияние уменьшения размеров элементарного объема сказывается, хотя и не очень сильно, на количественных значениях скоростей  $U$ ,  $V$  и  $W$  в этом сечении.

Сравнение распределения расчетных значений температуры по высоте камеры сгорания представлено на рисунке 18. Здесь же нанесены экспериментальные данные [91-92]. Анализ представленных кривых говорит о том, что увеличение числа контрольных объектов влияет на результаты

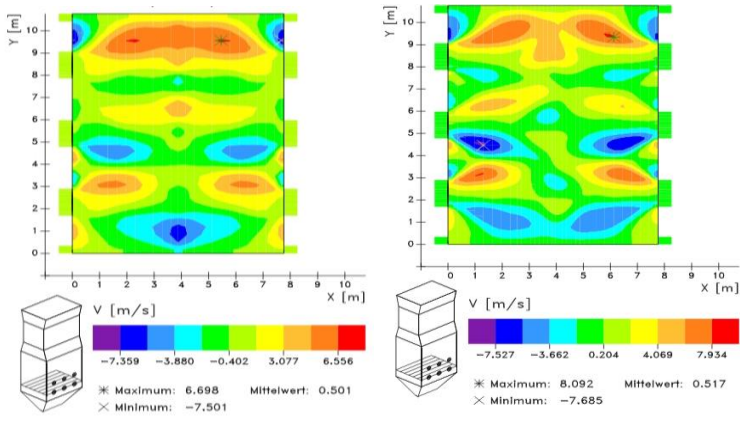
численного расчета. Наибольшие расхождения наблюдаются в области расположения горелок. В целом для обоих сравниваемых случаев наблюдается достаточно удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными.



100 000 элементарных объёмов

500 000 элементарных объёмов

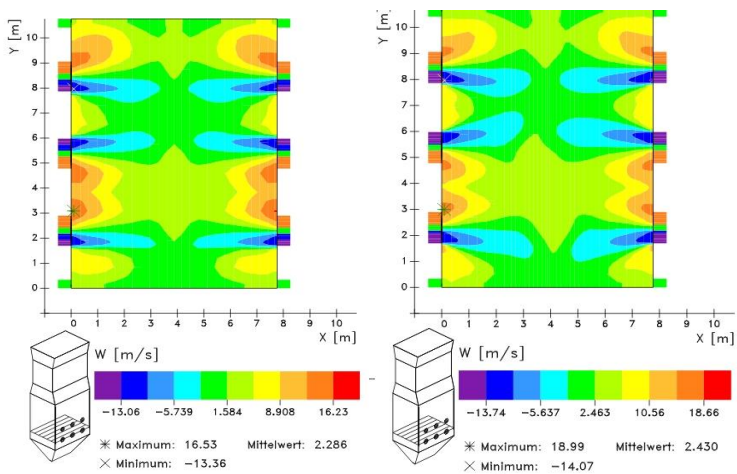
Рисунок 15 – Распределение составляющей скорости  $U$  в сечении горелок



100 000 элементарных объёмов

500 000 элементарных объёмов

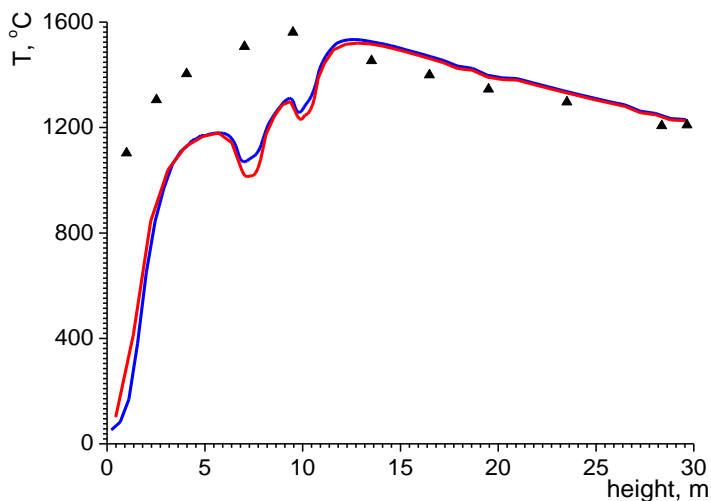
Рисунок 16 – Распределение составляющей скорости  $V$  в сечении горелок



100 000 элементарных объёмов

500 000 элементарных объёмов

Рисунок 17 – Распределение составляющей скорости  $W$  в сечении горелок



— 100 000 элементарных объемов; — 500 000 элементарных объемов ▲ – эксперимент [91-92]

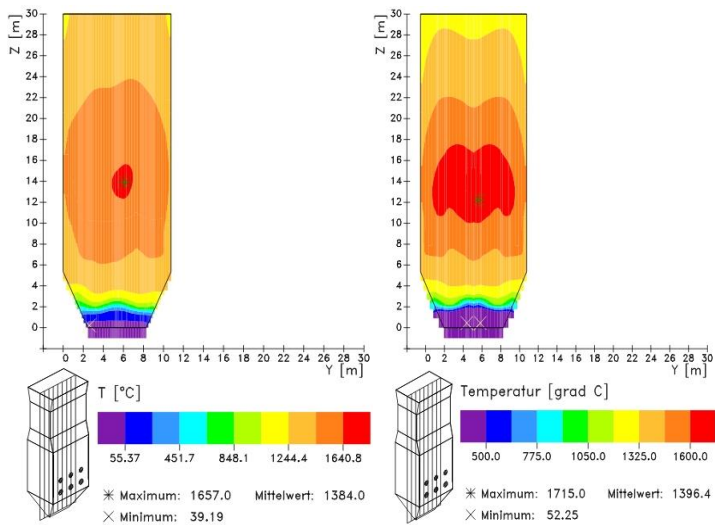
Рисунок 18 – Распределение температуры по высоте камеры сгорания

На рисунке 19 представлено распределение температурного поля в продольном сечении топочной камеры. Видно, что максимальные значения температуры наблюдаются в центральной приосевой области. Вычисленные значения средней температуры в продольном сечении котла для 100 000 и 500 000 контрольных объемов составляют 1384 и 1396 °С соответственно. При этом видно, что с увеличением числа контрольных объемов симметрия в распределении температурного поля наблюдается более четко. Это говорит о более лучшем конвертировании численно решаемых уравнений.

Сравнение распределения расчетных значений концентрации кислорода и диоксида углерода для исследуемых

случаев и экспериментальных данных показано на рисунках 20 – 23.

Анализ графиков, представленных, на рисунках 18, 20, 22 говорит о том, что наблюдается достаточно удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными. В то же время рисунки 19, 21, 23 позволяют сделать вывод о том, что увеличение числа контрольных объемов расчетной сетки о 100 000 до 500 000 при компьютерном моделировании позволяет, более точно описывать процессы тепломассопереноса в камерах сгорания ТЭС с сохранением симметрии течения.



100 000 элементарных объёмов

500 000 элементарных объёмов

Рисунок 19 – Распределение температуры в продольном сечении ( $x = 3.8$  м)

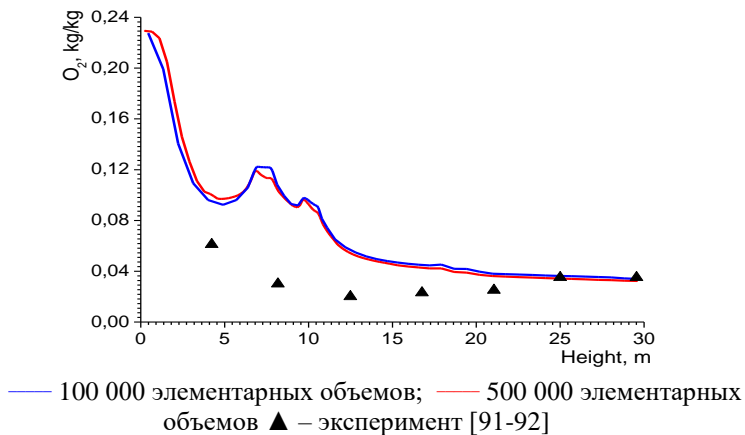


Рисунок 20 – Распределение концентрации  $O_2$  по высоте камеры сгорания

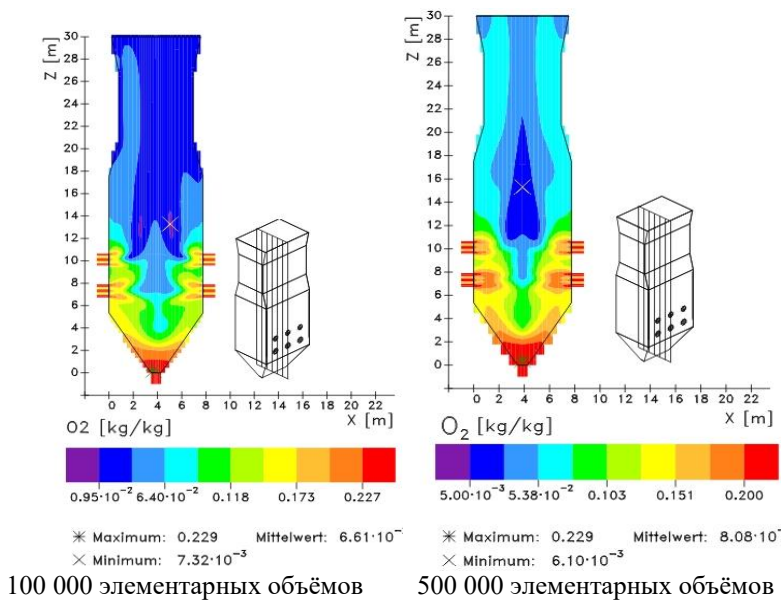


Рисунок 21 – Распределение концентрации  $O_2$  в сечении  $Y = 5.38$  м

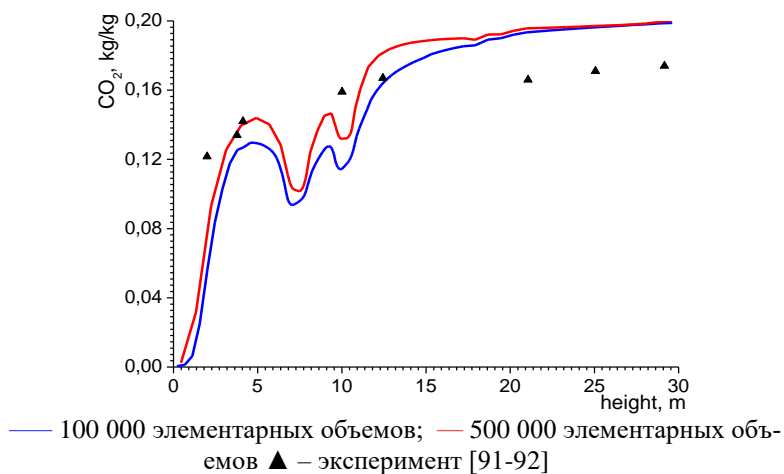


Рисунок 22 – Распределение концентрации CO<sub>2</sub> по высоте камеры сгорания

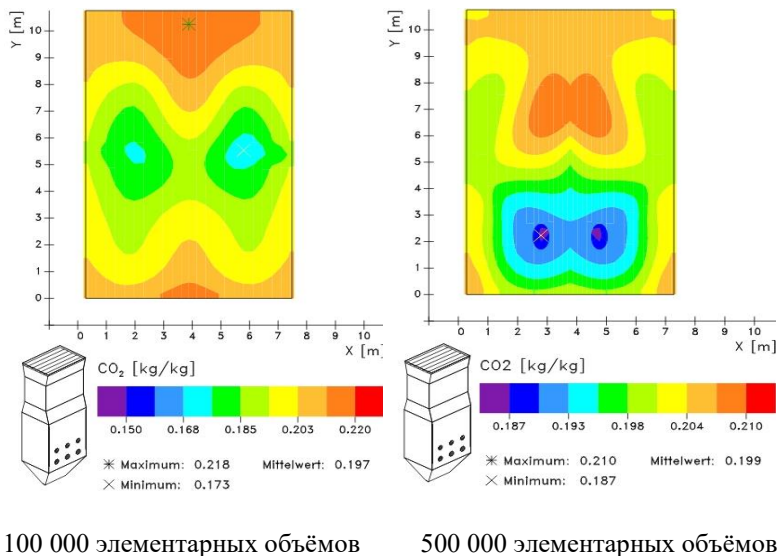


Рисунок 23 – Распределение концентрации CO<sub>2</sub> на выходе из камеры сгорания



#### **4.7 Влияние начального уровня турбулентности на основные характеристики процесса горения**

Как было отмечено выше степень турбулентности  $T_u$  во входных сечениях технических потоков может меняться от 5 до 20% [91, 95]. В работе проведены вычислительные эксперименты по исследованию влияния начального уровня турбулентности на основные характеристики процесса горения твердого топлива (экибастузский уголь) в камере сгорания ПК39 Аксуской ГРЭС. Анализ полученных результатов показал, что изменение степени турбулентности пылегазового потока существенно сказывается на распределении, аэродинамических и теплофизических характеристик процессов горения внутри топочного пространства.

На рисунках 24 – 28 приведены результаты 3D моделирования процессов тепломассопереноса в камере сгорания для двух степеней турбулентности  $T_u=0.05$  (5%) и  $T_u=0.1$  (10%), а также проведен сравнительный анализ полученных результатов вычислительного эксперимента.

При рассмотрении рисунка 24, где показано распределение средних температур по высоте камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $T_u=0.05$  и  $T_u=0.1$  видно, что с увеличением степени турбулентности происходит более раннее самовоспламенение и горение смеси. На выходе температура при степени турбулентности  $T_u=0.1$  ( $T=1,27*10^3$ ) выше, чем при  $T_u=0.05$  ( $T=1,26*10^3$ ). В обоих случаях на выходе из топочного пространства имеем более низкие температуры газов, чем в объеме камеры сгорания. Это объясняется условиями воспламенения высокозольного экибастузского угля и ухудшенным теплообменом в топке, связанным с загрязнением экранов слоем летучей золы. Зола, оседая на поверхности нагрева, ухудшает теплопередачу, увеличивает сопротивление газопотоков и причиняет большой вред оборудованию.

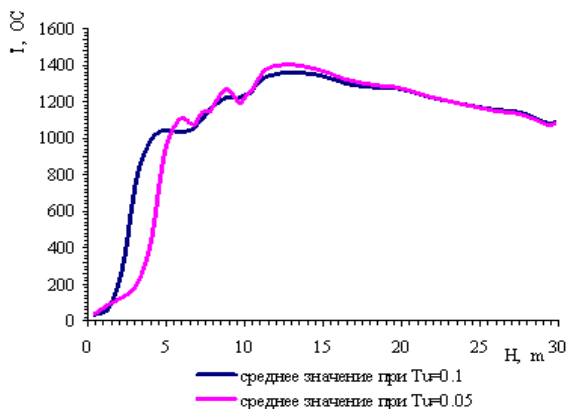


Рисунок 24 – Сравнение распределения средней температуры по высоте камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $T_u=0.05$  и  $T_u=0.1$

Распределение средних по сечению (X,Y) значений концентраций CO (окись углерода), углекислого газа CO<sub>2</sub> (двуокись углерода), кислорода O<sub>2</sub> и метана CH<sub>4</sub> и сравнение их для двух степеней турбулентности по высоте камеры сгорания приведены на рисунках 25 - 28.

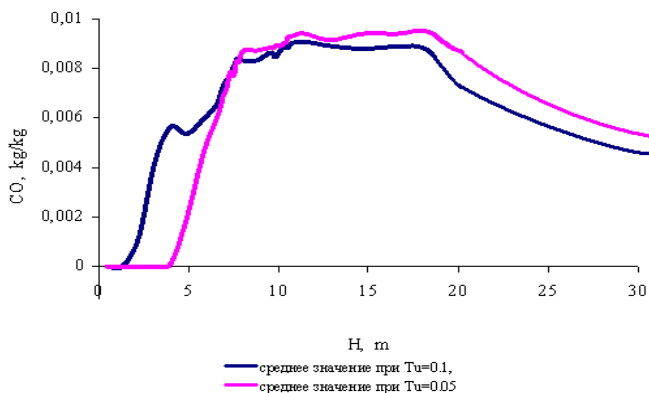


Рисунок 25 - Сравнение средней концентрации CO вдоль камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $T_u=0.05$  и  $T_u=0.1$

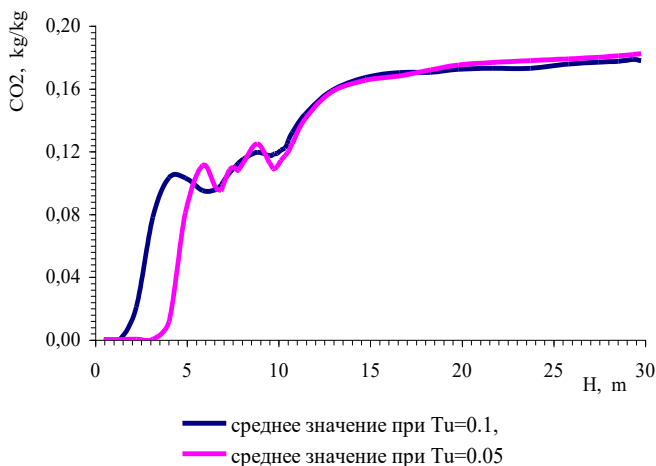


Рисунок 26 - Сравнение распределений средней концентрации  $CO_2$  вдоль камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $Tu=0.05$  и  $Tu=0.1$

Сравнивая полученные концентрации  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$  для двух степеней турбулентности  $Tu=0.01$  и  $Tu=0.5$ , можно сделать вывод о том, что с увеличением степени турбулентности происходит максимальное перемешивание смеси и минимальный выброс вредных веществ в окружающую среду. Так например, на выходе концентрация  $CO$  при степени турбулентности  $Tu=0.01$  уменьшилась на 7% по сравнению с выходом того же вещества при  $Tu=0.5$  (рисунок 25). Среднее значение концентрации  $CO$  на выходе для  $Tu=0.1$  равно  $0,00592 \text{ кг/кг}$ ; для  $Tu=0.05$  оно равно  $0,00637 \text{ кг/кг}$ . Концентрация  $CO_2$  уменьшилась на 3% (при  $Tu=0.1$  равно  $1,45 \cdot 10^{-1}$  при  $Tu=0.05$  равно  $1,49 \cdot 10^{-1}$ ) (рисунок 26). Анализ рисунка 28 указывает и на уменьшение концентрации метана  $CH_4$ .

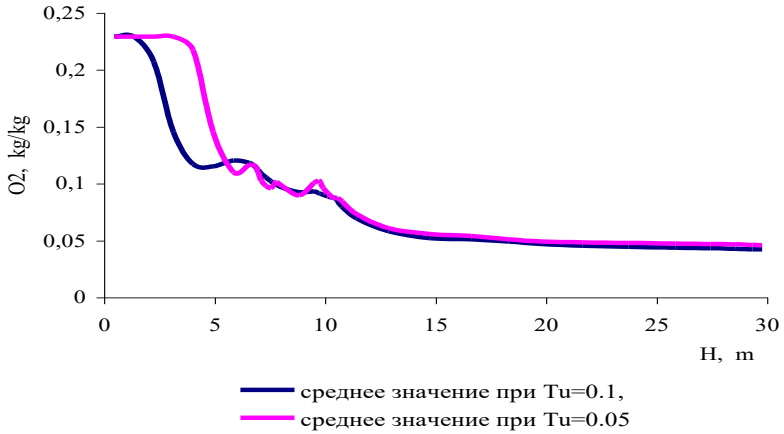


Рисунок 27 - Сравнение распределений средней концентрации  $O_2$  вдоль камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $Tu=0.05$  и  $Tu=0.1$

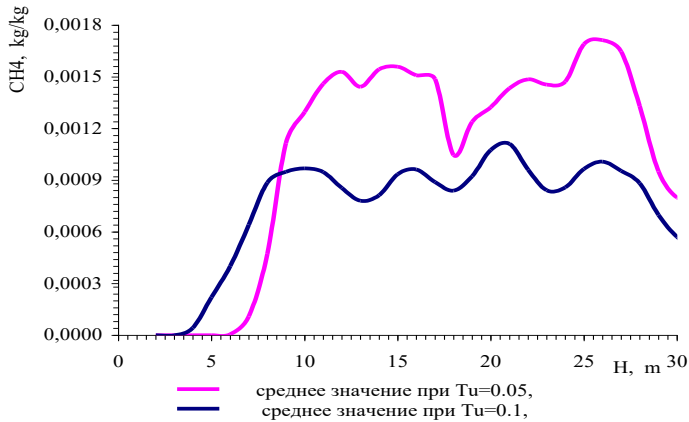


Рисунок 28 - Сравнение средней концентрации  $CH_4$  вдоль камеры сгорания для двух степеней турбулентности  $Tu=0.05$  и  $Tu=0.1$

Важность и удобство численного моделирования сложных явлений, которые происходят в камере сгорания, вполне очевидны. В результате проведенного вычислительного эксперимента для котла ПКЗ9 Аксуский ГРЭС в разделах 4.6-4.7 монографии был получен обширный банк характеристик топочного процесса: температура, поле концентраций продуктов горения, энергия, выделяющейся за счет химических реакций для двух степеней турбулентности  $T_u=0.05$  и  $T_u=0.1$  по всему объему камеры сгорания и на выходе из нее, чего нельзя получить в натуральных экспериментах. Показано, что выбранная математическая модель позволяет рассчитывать параметры течения и теплотехнические характеристики, и их значения находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

#### 4.8 Тепломассоперенос в моно и полидисперсных реагирующих средах

При рассмотрении макрокинетики горения пылеугольного факела используют в основном две основные закономерности: закономерности горения одиночной угольной частицы и закон распределения частиц реального полидисперсного пылеугольного факела по размерам.

Некоторые исследователи предполагали возможность замены рассмотрения полидисперсной угольной пыли эквивалентной монодисперсной, размер частиц которой равен среднему размеру частиц полидисперсной пыли. Однако, если принять в качестве закона распределения пылеугольных частиц по размерам закон Розина-Раммлера, то средний размер частиц определяется из соотношения:

$$\delta_{cp} = \frac{\delta_{max}}{n} \frac{\Gamma(\frac{1}{n})}{a^{1/n}}, \quad (146)$$

где  $\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)$  - гамма-функция от  $\frac{1}{n}$ ;  $a$  - показатель тонкости помола;  $n$  - показатель равномерности помола (полидисперсности).

Как видно из выражения (145), величина среднего размера частиц обуславливается двумя факторами и может быть одинаковой при бесконечном множестве сочетаний тонкости и равномерности помола. В качестве примера сопоставим монодисперсную пыль с размером частиц 40 мкм с эквивалентными полидисперсными. Тот же средний размер частиц 40 мкм, например, имеет угольная пыль трех совершенно разных реально возможных помолов:

$$\text{№1} \quad R_{90} = 12,4\% \quad R_{200} = 4,2\%$$

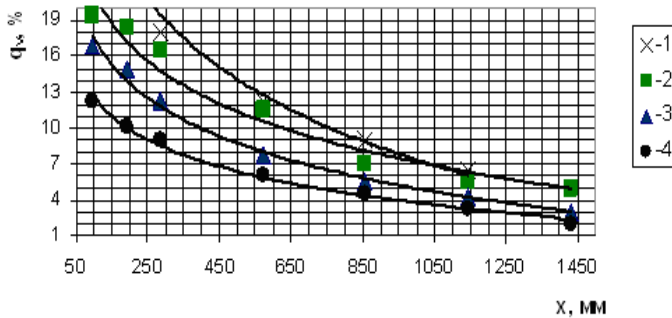
$$\text{№2} \quad R_{90} = 10,0\% \quad R_{200} = 0,5\%$$

$$\text{№3} \quad R_{90} = 2,2\% \quad R_{200} = 0\%$$

Очевидно, что при одинаковых условиях сжигания ко времени, когда полностью сгорят все частицы размером менее  $90 \mu$  (с целью сравнения, для оценки порядка недожога, пренебрегаем частичным выгоранием более крупных фракций), у пыли №1 механический недожог составит  $q_4 = 12,4\%$ , №2 -  $q_4 = 10,0\%$ , №3 -  $q_4 = 2,2\%$ ; ко времени, когда полностью сгорят все частицы менее  $200 \mu$ , соответственно имеем: для пыли №1-4,2%; №2-0,5%; №3-0%. Таким образом, при одинаковой  $\delta_{cp} = 40 \mu$  приведенные три вида пыли горят совершенно по-разному, что свидетельствует о недостаточности учета одного среднего размера частиц для гранулометрической характеристики пылеугольного факела. Поскольку в (145) средний размер частиц определяется двумя факторами, то для достаточной характеристики угольной пыли необходимо знать оба показателя:  $a$  и  $n$ , т.е. закон распределения пылеугольных частиц по размерам.

В работе [92] несмотря на очевидность изложенного расчетно-теоретического анализа, всё же было проведено специальное сравнение выгорания моно- и полидисперсного угольного факела.

Исследовалась пыль трех углей : ленгерского бурого ( $V_z = 41\%$ ), экибастузского ( $V_z = 26,5\%$ ) и кузнецкого ( $V_z = 14\%$ ) каменных. Наряду с полидисперсной угольной пылью  $R_{90} = 30\%$ ,  $R_{200} = 0,5\%$  ( $d_{cp} \approx 71\mu$ ) и  $R_{90} = 40\%$ ,  $R_{200} = 0,5\%$  ( $d_{cp} \approx 82\mu$ ) исследовались две наиболее близкие к ним квазимонодисперсные фракции  $60-75\mu$  (в среднем  $68\mu$ ) и  $75-100\mu$  (в среднем  $88\mu$ ). Исследования проводились при одинаковых расходах топлива, коэффициентах избытка воздуха ( $\alpha = 1,2$ ) и температурах подогрева последнего ( $200^{\circ}C$ ). Результаты экспериментального сопоставления выгорания моно- и полидисперсной угольной пыли представлены на рисунке 29.



1 – полидисперсная пыль  $R_{90} = 40\%$  ( $d_{cp} \approx 82$  мкм); 2 – полидисперсная пыль  $R_{90} = 30\%$  ( $d_{cp} \approx 71$  мкм); 3 – квазимонодисперсная пыль  $75-100$  мкм ( $d_{cp} \approx 88$  мкм); 4 – квазимонодисперсная пыль  $60-75$  мкм ( $d_{cp} \approx 68$  мкм).

Рисунок 29 - Сравнение выгорания моно- и полидисперсного факела экибастузского угля [92, с.289-302]

Как видно из рисунка, монодисперсная и полидисперсная пыли действительно выгорают совершенно различно. При этом характерно, что на рассматриваемом участке процесса горения (в пределах механического недожога  $23 > q_4 > 1 - 2\%$ ) монодисперсная угольная пыль выгорает значительно быстрее полидисперсной. Исходя из теоретических соображений, до момента, пока полностью выгорят все более мелкие, чем эквивалентная монодисперсная, фракции полидисперсной пыли, последняя будет выгорать быстрее за счет более быстрого выгорания мелких фракций. С этого же момента, наоборот, полидисперсная пыль будет выгорать медленнее за счет более медленного выгорания крупных фракций (более крупных, чем монодисперсная пыль). Таким образом, экспериментальное сопоставление проводилось после того, когда все мелкие фракции полидисперсной пыли уже выгорели.

Минимальный размер частиц реальной угольной пыли всегда больше нуля и имеет хотя и весьма малое, но какое-то конечное значение. Для топочных процессов вполне приемлемо обычно принимаемое минимальное значение размера частиц  $\delta_{\min} \approx 0.1\mu$ . То же самое можно сказать и о максимальном размере, который всегда меньше бесконечности и имеет сравнительно небольшое конечное значение. Для практических целей можно в качестве максимального принять размер частиц, соответствующий остатку на сите  $R_2 = 0.1\%$ . При условии принятия таких пределов интегрирования ( $\delta_{\min} = 0,1\mu$  и  $\delta_{\max}$ , соответствующего  $R_2 = 0,1\%$ ) основная характеристика помола - полная поверхность пыли - может быть определена численным интегрированием известного уравнения:



$$S' = \frac{6 \cdot 10^6}{\gamma_y} \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{dR_\delta}{\delta} = \frac{6 \cdot 10^6}{\gamma_y} na \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \delta^{n-2} e^{-a\delta^n} d\delta ,$$

где  $\gamma_y$  - удельный вес угля, кг/м<sup>3</sup>.

Если  $n > 1$  полная поверхность пыли определяется из выражения (в результате интегрирования в теоретических пределах от  $\delta_{\min} = 0$  до  $\delta_{\max} = \infty$ ):

$$S' = \frac{6 \cdot 10^6}{\gamma_y} a^{\frac{1}{n}} \frac{\pi}{\sin \frac{\pi}{n} \Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}$$

Вообще же для реальных пределов размеров частиц В.П.Ромадин [93] дает следующее приближенное выражение:

$$S' \approx \frac{6 \cdot 10^6}{\gamma_y} a^{\frac{1}{n}} \ln(10\delta_{\max}) = \frac{6 \cdot 10^6}{\gamma_y} \frac{\sqrt[n]{6,9 \ln(10\delta_{\max})}}{\delta_{\max}} . \quad (147)$$

Между входящими в это уравнение двумя равнозначными показателями тонкости помола  $a$  и  $\delta_{\max}$  существует следующая связь:

$$\delta_{\max} = \frac{\sqrt[n]{6,9}}{a^{\frac{1}{n}}} .$$

Выражение (147) действительно только

для идеализированной пыли: с частицами сферической или кубической формы, при постоянстве удельного веса и показателя полидисперсности пыли ( $n$ ) для всех её фракций.

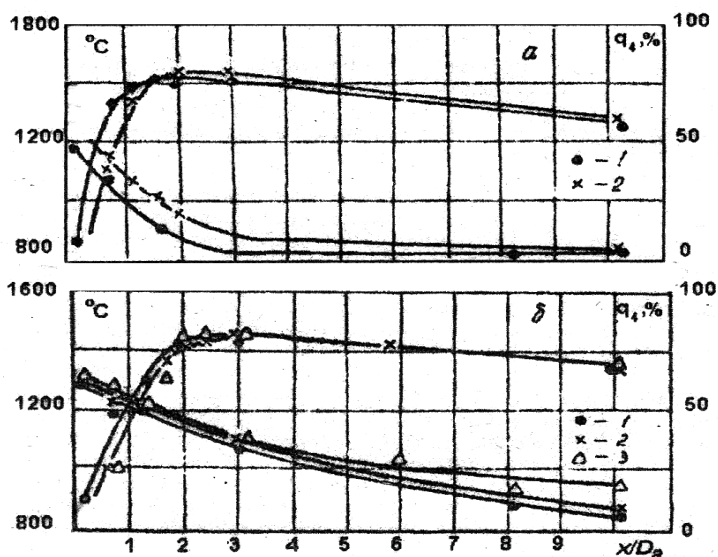
*Исследование влияния тонины помола.* Выбор тонкости помола (равный 14-16% на Аксуйской ГРЭС) в значитель-

ной мере обуславливается затрудненными условиями воспламенения факела экибастузского угля. В частности, согласно данным [95], по количеству горючих летучих, отнесенных к рабочей массе топлива, экибастузский уголь обычной зольности ( $A^p = 35-39\%$ ) приближается к тощим углям. Опыт освоения топочных котлов ПК39 [95], показывает, что вихревые горелки с достаточной круткой первичного и вторичного воздуха обеспечивают устойчивое и раннее зажигание факела и экономичное выгорание топлива при  $R_{90} = 16\%$ . Если дополнительно учесть, что высота современных мощных парогенераторов существенно превышает длину факела, необходимую для полного выгорания топлива, то возможно смещение величины оптимальной тонкости помола в сторону ее угрубления.

Угрубление помола заметно снижает затраты на пылеприготовление. Так, увеличение остатка на сите 90 мкм от 16 до 26% позволяет снизить расход электроэнергии на 1 т приготовленной пыли более чем на 10%. Увеличение остатка на сите 90 мкм с 15 до 25% позволит увеличить срок службы на 20%, что только на одной Аксуской ГРЭС может дать экономический эффект свыше 80000 долларов США в год [95, с.38-43].

С другой стороны, угрубление помола имеет и негативные последствия. В частности, при этом возможно снижение устойчивости горения факела, так как уменьшается поверхность контакта топлива с окислителем. Из-за смещения ядра факела возможно возрастание потерь тепла с механическим недожогом. Повышается золовой износ конвективных поверхностей нагрева. Таким образом, из краткого рассмотрения влияния тонины помола на надежность и экономичность работы котлов видно, что она является одним из основных параметров, определяющих топочный процесс.

Эксперименты по изучению влияния тонкости помола угольной пыли на горение пылеугольного факела экиба-стузского угля проводились на факельном стенде Каз-НИИЭ и на натурном котле ПК39 Аксуйской ГРЭС. При этом в огневых опытах на стендах сжигалась угольная пыль с тониной помола  $R_{90} = 10, 15, 27, 31$  и  $38\%$ , а на натурном котле – с  $R_{90} = 10, 15$  и  $27\%$ . На рисунке 30 показано изменение температуры факела по его длине для различных значений тонины помола. Причем в начальных сечениях до стабилизации процесса горения за температуру факела принималась температура топливно-воздушной смеси, как наиболее характерная для процесса воспламенения. После процесса стабилизации температура газов в поперечном сечении усреднялась.



для тонкой (а) и грубой (б) пыли: а - 1, 2 – соответственно  $R_{90} = 10$  и  $15\%$ ; б - 1, 2, 3 – соответственно  $R_{90} = 27, 31$  и  $38\%$

Рисунок 30 - Изменение температуры и выгорания топлива

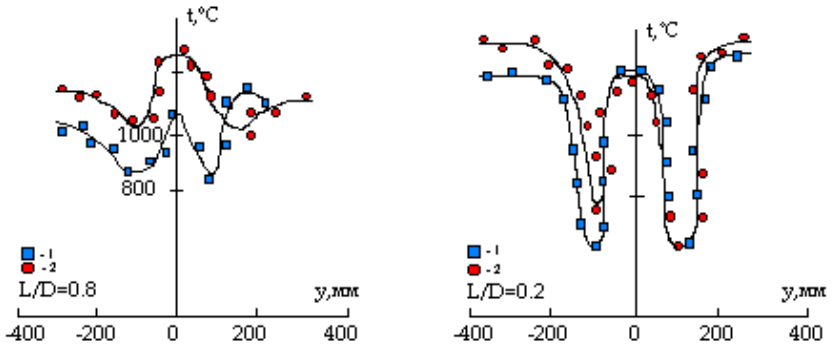
Как видно из рисунка 33, при угрублении помола смещается местоположение ядра факела. Для пыли  $R_{90} = 10\%$  оно находится на расстоянии  $x/D_a = 1.6$  от устья горелки, для  $R_{90}=38\%$  возрастает до 2,4 калибра. Кроме того, увеличивается протяженность зоны максимальных температур. Из этих данных легко заметить снижение интенсивности горения при угрублении помола топлива. В частности, возрастание температуры факела при сжигании более грубой пыли происходит медленнее. Например, разность температур факела тонкой и грубой пыли в сечении  $x/D_a=0.8$  составляет  $300^\circ\text{C}$ . Затягивание воспламенения, смещение и растянутость ядра факела при угрублении помола приводят к увеличению температуры в конце факела, причем разница в температуре газов на выходе из модельной камеры сгорания составляет  $50-80^\circ\text{C}$ . Разница в степени выгорания тонкой ( $R_{90} = 10\%$ ) и грубой ( $R_{90} = 38\%$ ) пыли в сечении  $x/D_a = 0.8$  может достигать  $30\%$ . В дальнейшем (даже в пределах начального участка) она уменьшается.

В топочных камерах при сжигании экибастузского угля обычной зольности в большей степени используется пыль с тониной помола  $R_{90} = 14 \div 16\%$ . Однако увеличение зольности заметно затягивает воспламенение и снижает устойчивость зажигания факела. Переход на сжигание более тонкой угольной пыли в определенной мере позволяет компенсировать это нежелательное явление, так как при этом заметно возрастает поверхность контакта топлива с окислителем и улучшается воспламенение факела [94]. Поэтому при проведении опытов с сжиганием углей повышенной зольности помол был утонен до  $R_{90} = 10\%$ .

Из сравнения поперечных профилей температуры для двух значений тонины помола (рис. 31) видно, что на начальном участке факела в сечении  $\bar{X} = 0,2$  для тонкой пыли температура в зоне ввода аэросмеси почти на  $200^\circ\text{C}$

выше. Температуры также выше и в периферийной зоне, хотя в приосевых обратных токах они совпадают. В сечении  $\bar{X} = 0,8$  разница в температурах газов на периферии факела уменьшается, но в то же время появляется разница температур в зоне обратных токов, что обусловлено более ранним воспламенением пыли с тониной помола  $R_{90} = 10\%$ . В дальнейшем эта разница уменьшается и почти полностью исчезает на расстоянии  $\bar{X} = 1,6$ . Однако, температура в конце камеры сгорания несколько выше. Эти результаты совпадают с данными, полученными при сжигании углей обычной зольности с различной тониной помола.

Распределение температуры по длине факела для угля с обычной зольностью тониной помола  $R_{90} = 14 \div 16\%$  и высокозольного с  $R_{90} = 10\%$  (рис. 35) показывает, что на расстоянии  $\bar{X} = 0,2$  значения минимальных температур почти совпадают, т.е. по устойчивости воспламенения они практически равноценны. Однако, начиная с сечения  $\bar{X} = 1,2$ , температура газов для углей обычной зольности превышает на  $50 \div 100^{\circ}\text{C}$  её значения для случая сжигания угля повышенной зольности при утонении помола до  $R_{90} = 10\%$ , что приводит к более быстрому выгоранию топлива. В сечении  $\bar{X} = 2,0$  уголь обычной зольности выгорает на 10% больше, чем в случае сжигания угля повышенной зольности. Тем не менее, величина потерь тепла с механическим недожогом для обоих случаев различается незначительно.



1 -  $A_p=53\%$ ,  $R_{90} = 14 \div 16\%$       2 -  $53\%$ ,  $10 \div 11\%$

Рисунок 31 - Совмещенные поперечные профили температур в начальных сечениях факела

Это подтверждает, что выгорание высокозольного угля идет с достаточной интенсивностью и возрастание зольности главным образом влияет на условия зажигания факела [95]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что форсирование распределением частиц по размерам в пылеугольном факеле позволяет довести устойчивость воспламенения высокозольного экибастузского угля до уровня, характерного для пылевого факела угля обычной зольности. Однако, экспериментально решить эту задачу очень трудно, поскольку такое решение требует огромных материальных затрат. В этом случае численное моделирование является одним из наиболее приемлемых способов.

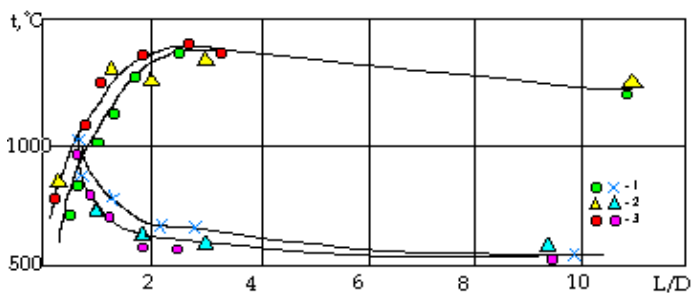


Рисунок 32 - Изменение температуры и выгорание топлива по длине факела: 1 -  $A_p=53\%$ ,  $R_{90} = 10 \div 11\%$ ; 2 - 53%,  $14 \div 16\%$ ; 3 - 44%,  $14 \div 16\%$

*Результаты вычислительного эксперимента.* В данном разделе монографии представлены результаты 3D численного моделирования турбулентного горения пылеугольного факела в камере котла ПК39 Аксуской ГРЭС и дан сравнительный анализ горения моно- и полидисперсного факелов. Для проведения вычислительных экспериментов выбран полидисперсный пылеугольный факел, в котором имеется следующее распределение частиц по размерам:  $d_p=10$  мкм–10%;  $d_p=30$  мкм–20%;  $d_p=60$  мкм – 40%;  $d_p=100$  мкм – 20%;  $d_p=120$  мкм – 10%, что соответствует реальному процессу горения угля на ТЭС.

Результаты вычислительных экспериментов сравниваются для двух случаев: горение полидисперсного пылеугольного факела и горение монодисперсного потока при различных значениях среднего диаметра угольных частиц (30 мкм, 60 мкм, 90 мкм). Рисунок 33 показывает распределение температуры по высоте топочной камеры сгорания для полидисперсного факела. На графике приведены кривые, распределения минимальной, средней и максимальной температуры в каждом сечении по высоте топочной

камеры. Видно, что температура достигает максимума в сечениях камеры где расположены горелки, т.е. в области перемешивания турбулентных струй пылеугольного топлива и окислителя. Именно в этой области располагается ядро факела, и реакция горения происходит наиболее интенсивно [95]. По мере приближения к выходу из топочно-го пространства температурный профиль стабилизируется, и расхождения между минимальными и максимальными значениями уменьшается.

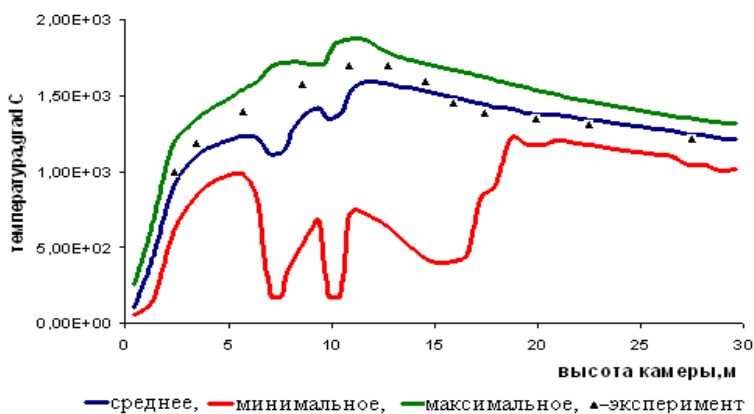


Рисунок 33 - Распределение температуры по высоте топочной камеры для полидисперсного факела

На рисунке 34 представлено сравнение распределений средней температуры в монодисперсном (60 мкм) и полидисперсном факелах. Мы видим, что лишь в области расположения горелок и на выходе из топочной камеры наблюдается незначительное расхождение температур, причем в монодисперсном факеле средняя температура всюду выше, чем в полидисперсном факеле, что связано с наличием крупных фракций в последнем.



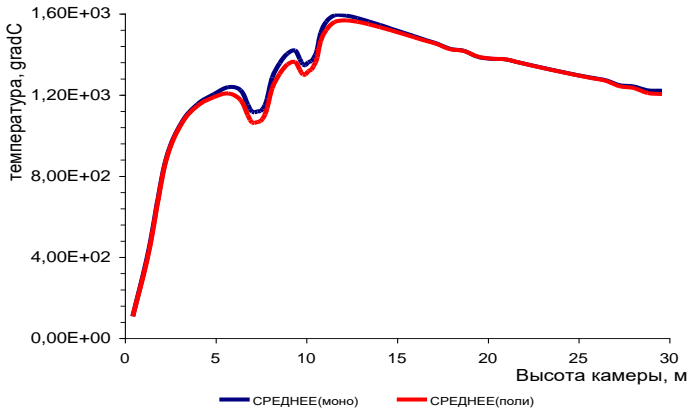


Рисунок 34 - Сравнение распределения средней температуры в моно- и полидисперсном факелах

Рисунок 35 показывает распределение температуры по высоте топочной камеры для частиц с диаметром 30 мкм, 60 мкм и 90 мкм и для полидисперсного потока. На графике приведены кривые, соответствующие средней температуре в каждом сечении по высоте топочного пространства. Мы видим, что характер поведения кривых распределения средних значений температуры примерно одинаков и совпадает с кривыми рисунке 34. Однако, изменение диаметра угольных частиц значительно сказывается на количественных значениях температур и характере воспламенения пылевоздушной смеси.

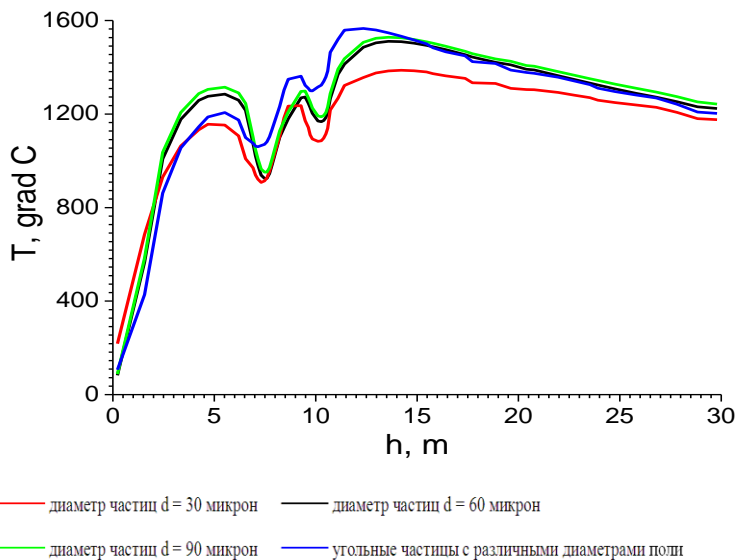


Рисунок 35 – Распределение средней температуры в объеме камеры сгорания в зависимости от дисперсности пылеугольного потока

На рисунке 36 - 37 приведен сравнительный график распределения концентрации  $CO$  и  $CO_2$  для пылеугольных потоков с различными диаметрами частиц и полидисперсного факела. Анализ рисунков показывает, что как в области горелок, так и по мере удаления от них концентрация оксидов углерода претерпевает наибольшие изменения и наблюдается существенная разница в распределении концентрации в зависимости от распределения угольных частиц по размерам. Мы видим, что с уменьшением диаметра угольных частиц в центре топочной камеры увеличивается интенсивность образования  $CO$ , однако, по мере приближения к выходу концентрация  $CO$  уменьшается, а концентрация  $CO_2$  соответственно растет (проис-

ходит догорание  $CO$  в  $CO_2$ ), в сравнении со случаем горения более крупных частиц. Этот факт свидетельствует о положительном влиянии измельчения угольной пыли, т.к. уменьшение угарного газа  $CO$  является одной из экологических задач, стоящих сегодня перед теплоэнергетикой.

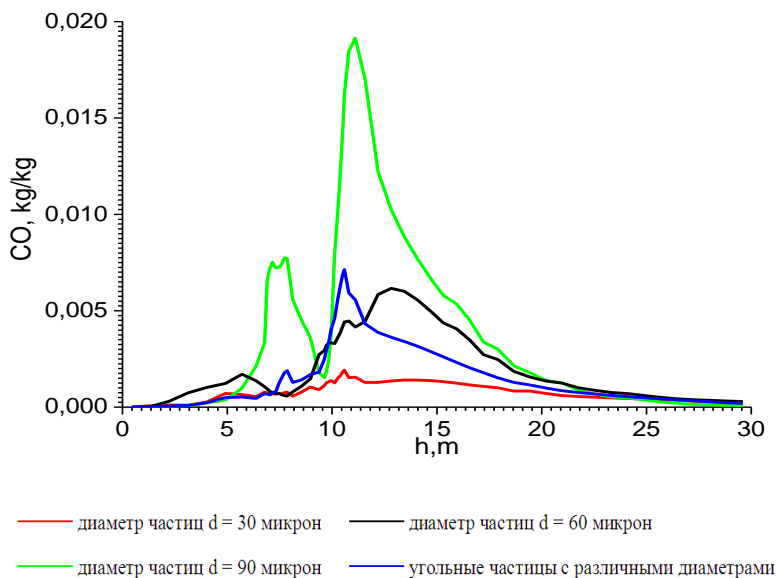


Рисунок 36 – Распределение концентрации  $CO$  в объеме камеры сгорания в зависимости от дисперсности пылеугольного потока

Характер распределения концентрации оксида азота  $NO$  в камере сгорания показан на рисунках 38-39. На рисунке 38 приведен график изменения концентрации оксида азота  $NO$  для пылеугольных потоков с различными диаметрами частиц и полидисперсного потока. Из рисунка видно, что как в области горелок, так и по мере удаления от них концентрация оксида азота  $NO$  претерпевает

наибольшие изменения и наблюдается существенная разница в распределении концентрации  $NO$  в зависимости от распределения угольных частиц по размерам.

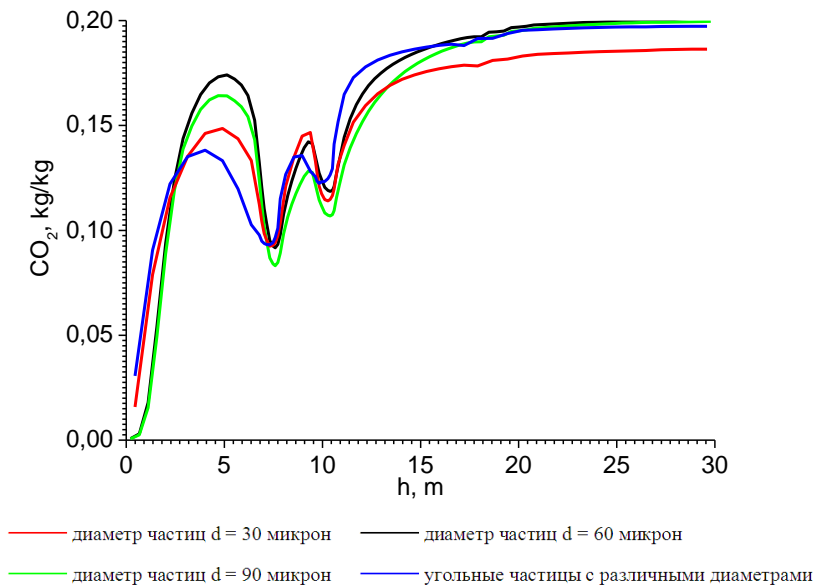


Рисунок 37 – Распределение концентрации  $CO_2$  в объеме камеры сгорания в зависимости от дисперсности пылеугольного потока

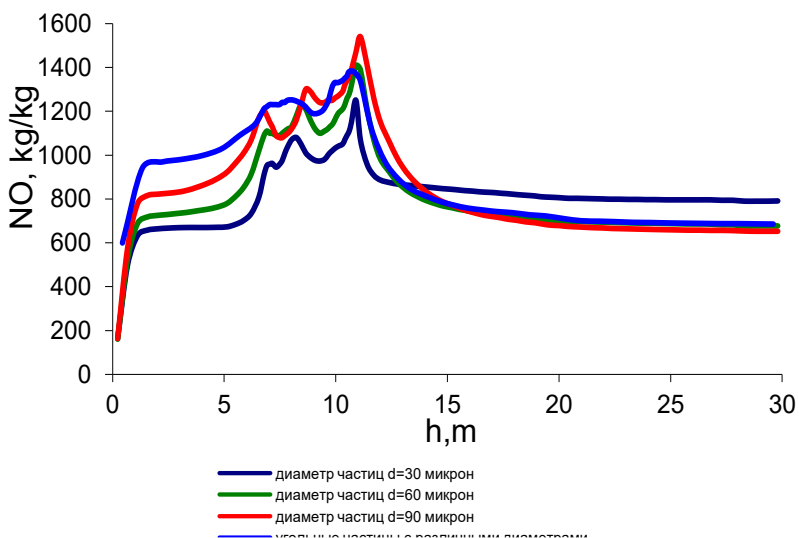


Рисунок 38 – Распределение концентрации  $NO$  в объеме камеры сгорания в зависимости от дисперсности пылеугольного потока

На рисунке 39 представлено распределение концентрации оксида азота  $NO$  в центральном продольном сечении камеры сгорания в зависимости от диаметров начальных угольных частиц  $d_p$  и монодисперсного или полидисперсного распределения частиц в реагирующем потоке. Характер распределения оксида азота на рисунке 39 можно объяснить следующим образом. В зоне реакции при высоких температурах образуется атомарный азот, количество которого в несколько раз превышает количество атомарного кислорода, образующегося в результате термической диссоциации атмосферного кислорода. При этом атомарный кислород образуется в значительном количестве в промежуточных стадиях протекания реакции горения углеводородов и диоксида углерода.

При горении угля азот топлива распределяется между летучими и коксом. Доля окислов азота, образующихся из кокса, относительно невелика и составляет около 20%. Основное количество топливных окислов азота образуется из топливного азота летучих. Механизм этого процесса еще недостаточно изучен, но известно, что в комплексной реакции азот топлива, выделившийся во время пиролиза, окисляется или восстанавливается, а процесс образования NO идет одновременно с процессом восстановления его в N<sub>2</sub>.

На рисунках 40 - 41 представлено распределение оксида азота NO в сечении расположения горелочных устройств и на выходе из камеры сгорания в зависимости от начальных диаметров угольных частиц  $d_p$ , а также для полидисперсного пылеугольного потока.

Анализ рисунка 40 показывает, что зоной основного газообразования NO является область расположения горелок, т.е. там, где в максимальном количестве присутствуют топливо и окислитель и уровень температур достаточно высок. Чем больше диаметр угольных частиц  $d_p$ , тем выше уровень концентрации окиси азота в камере сгорания в области пояса горелок.

Видно, что концентрация оксида азота на выходе из камеры сгорания при горении мелких частиц имеет наибольшее значение (рисунок 41). Анализ полученных результатов говорит о том, что присутствие крупных угольных частиц в потоке (>60 мкм) ухудшает процесс воспламенения и горения и очевидная неполнота сгорания топлива при этом приводит к снижению концентрации NO на выходе из топочного пространства.

На рисунке 42 показано распределение средней, максимальной и минимальной концентрации O<sub>2</sub> по высоте камеры для полидисперсного факела. Максимальные изменения концентрации кислорода имеют место в области горе-

лок, через которые подается топливо и окислитель. В этой области химические реакции идут наиболее интенсивно и неоднородно. По высоте разброс значений концентраций  $O_2$  сокращается по мере приближения к выходу из топочной камеры, кислород расходуется на окисление и его концентрация уменьшается, отклонения максимальных и минимальных значений от среднего сокращаются.

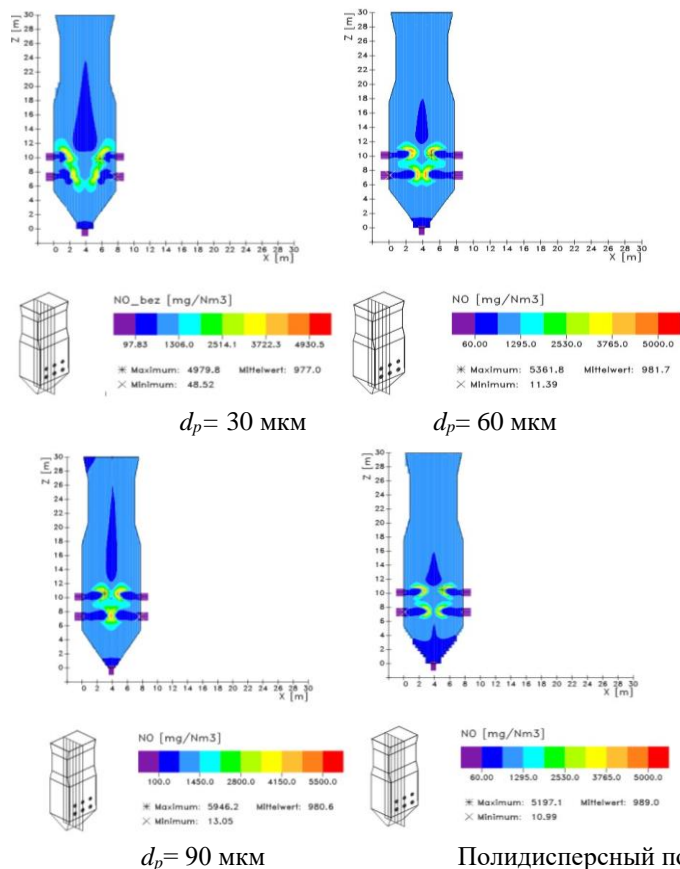
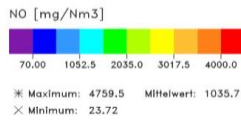
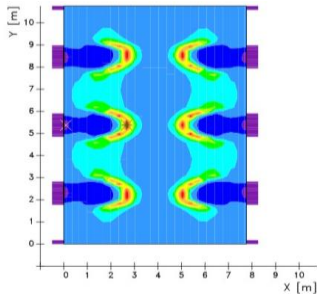
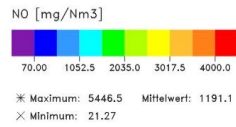
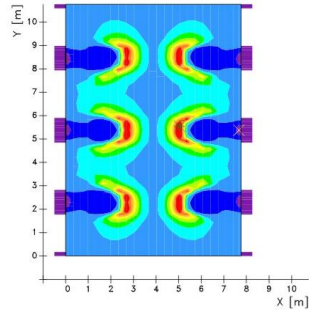


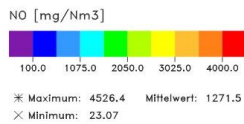
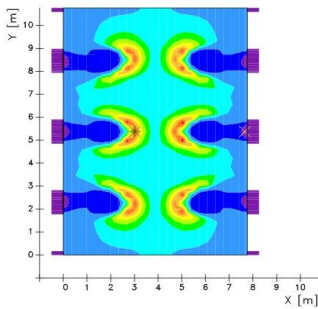
Рисунок 39 - Распределение концентрации оксида азота  $NO$  в продольном сечении камеры сгорания в зависимости от начальных диаметров угольных частиц  $d_p$



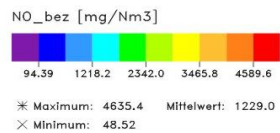
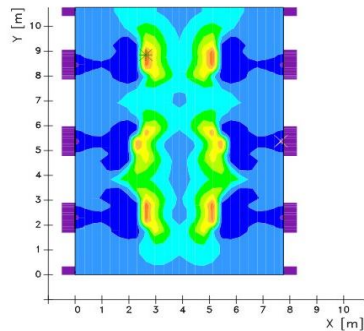
$d_p = 30 \text{ MKM}$



$d_p = 60 \text{ MKM}$



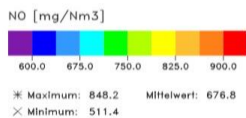
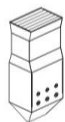
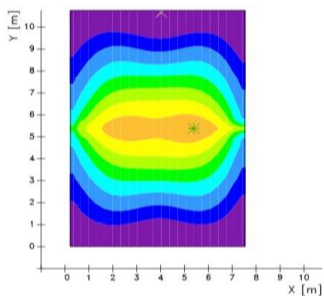
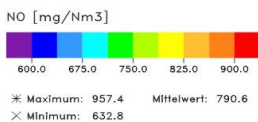
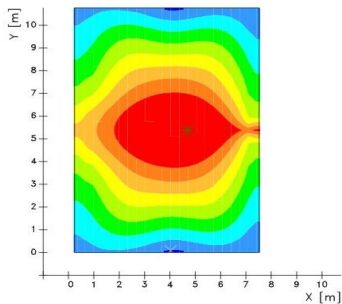
$d_p = 90 \text{ мкм}$



Полидисперсный поток

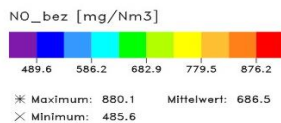
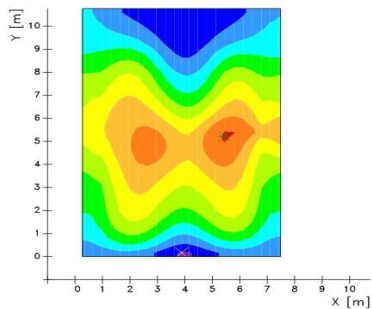
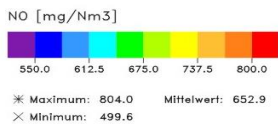
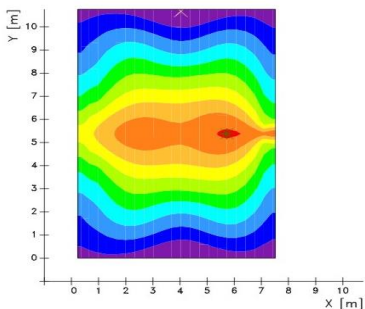
Рисунок 40 - Распределение концентрации оксида азота  $NO$  в сечении горелок в зависимости от диаметров начальных угольных частиц  $d_p$





$d_p = 30$  мкм

$d_p = 60$  мкм



$d_p = 90$  мкм

Полидисперсный поток

41 - Распределение концентрации оксида азота *NO* на выходе из камеры сгорания в зависимости от диаметров начальных угольных частиц  $d_p$

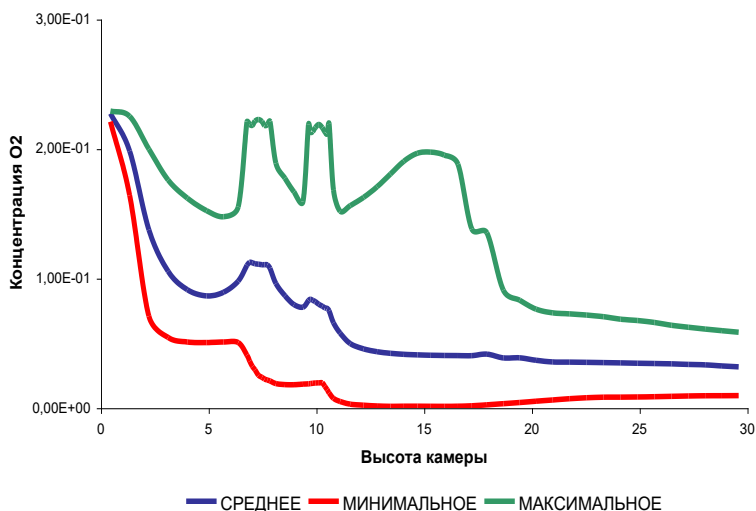


Рисунок 42 - Распределение концентрации  $O_2$  по высоте топочной камеры для полидисперсного факела

На рисунке 43 приведен сравнительный график распределения концентрации кислорода для пылеугольных потоков моно- и полидисперсного факелов. Из рисунка видно, что как в области горелок так и на выходе топочной камеры концентрация  $O_2$  для процесса горения в полидисперсном факеле больше, чем в монодисперсном, что связано с повышенными значениями температуры для последнего (см. рисунок 34) и более интенсивным протеканием в нем процессов окисления на которые и расходуется кислород.

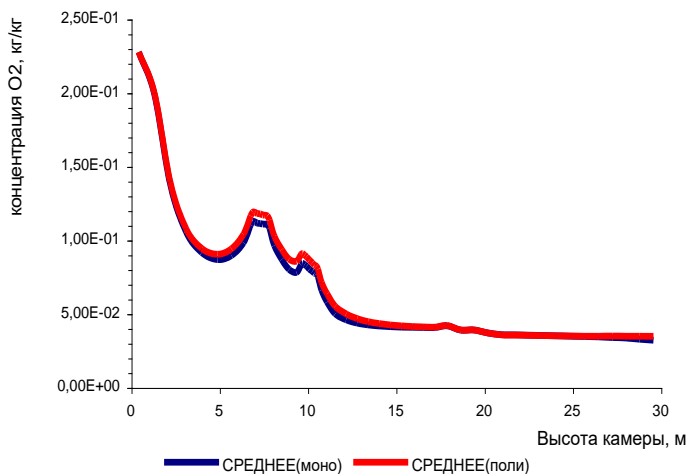


Рисунок 43 - Сравнительный анализ распределения концентрации  $O_2$  по высоте топочной камеры в моно- и полидисперсном факелах.

На рисунке 44 представлено распределение концентрации  $CO$  по высоте камеры сгорания для полидисперсного факела. Видно, что максимумы концентрации угарного газа достигаются в центре топочной камеры, в области, где имеет место основные процессы окисления. По мере приближения к выходу  $CO$  реагирует с кислородом и происходит догорание до  $CO_2$ . Значения концентрации  $CO$  на выходе из топочного пространства существенно уменьшаются.

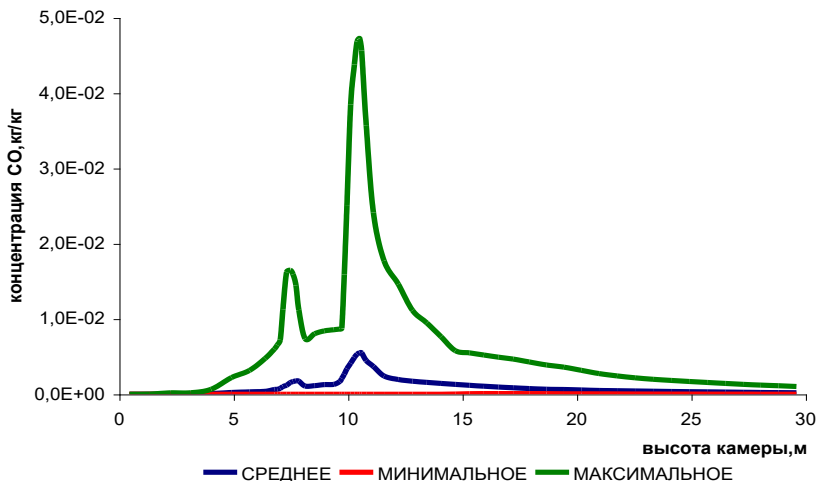


Рисунок 44 - Распределение концентрации CO по высоте топочной камеры в полидисперсном факеле

На рисунке 45 произведен сравнительный анализ концентрации CO в моно- и полидисперсном факелах. Как видно из рисунка, наиболее сильное расхождение между кривыми наблюдается в центре топочной камеры, где происходит основное газообразование. На выходе топочной камеры существенной разницы не отмечается, концентрация CO очень мала.

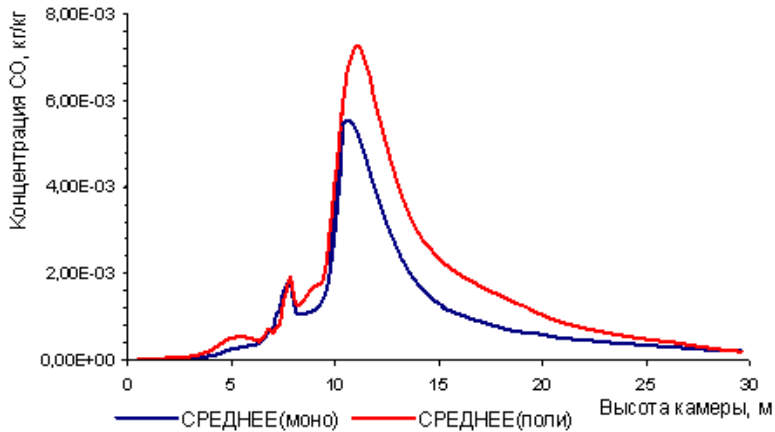


Рисунок 45 - Сравнение распределения концентрации CO по высоте топочной камеры в моно- и полидисперсном факеле

Результаты численного эксперимента по определению значений концентраций  $CO_2$  для моно- и полидисперсного факелов представлены на рисунках 46-47. Основное различие в образовании  $CO_2$  при горении пылеугольных потоков наблюдается в области расположения горелок, т.е. там, где находится максимальное количество топлива и окислителя. На выходе топочной камеры концентрация  $CO_2$  выше в монодисперсном факеле, что связано с большими значениями температуры для него и догоранием CO в  $CO_2$  в этой области камеры сгорания (рисунок 47).

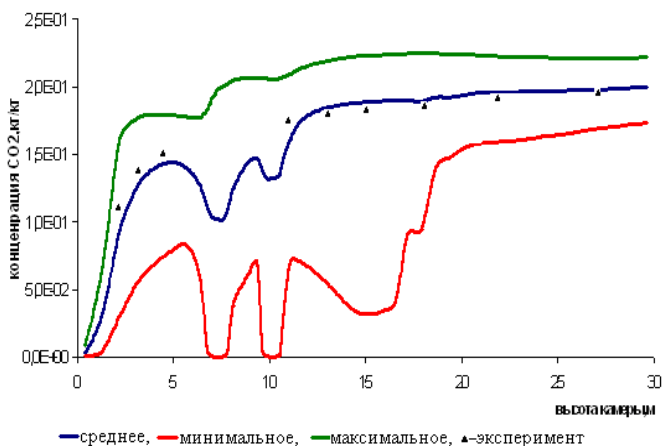


Рисунок 46 - Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  по высоте топочной камеры в полидисперсном факеле

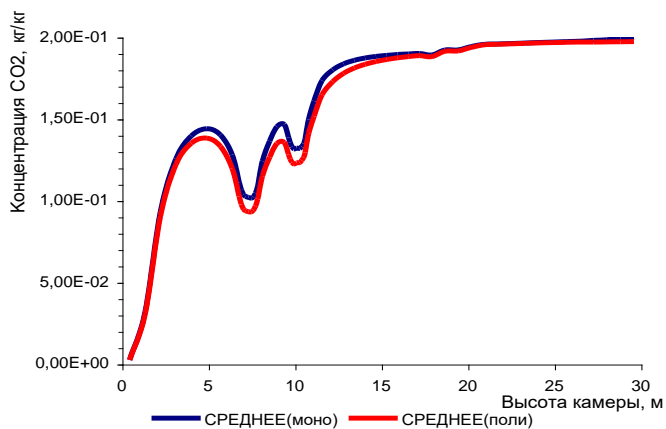


Рисунок 47 - Сравнительный анализ распределения концентрации  $\text{CO}_2$  в моно- и полидисперсном факеле

Была рассчитана химическая энергия  $Q_{\text{chem}}$ , выделяемая в процессе горения пылеугольного топлива в камере сго-

рания. Рисунок 48 показывает распределение  $Q_{chem}$  по высоте камеры сгорания для полидисперсного факела в сравнении с горением монодисперсного. Максимальное количество тепла выделяется в области расположения горелок, непосредственно там, где происходит смешение топлива и окислителя и химические реакции наиболее интенсивны. На выходе топочной камеры тепло практически не выделяется, так как по мере приближения к выходу химические реакции топлива и окислителя идут с минимальной интенсивностью. Видно, что количество тепла, выделяемое в моно- и полидисперсном факелах практически одинаково, что позволяет сделать вывод о том, что для нахождения  $Q_{chem}$ , выделяемой в результате химических реакций в полидисперсном факеле, можно пользоваться уравнениями для монодисперсного факела.

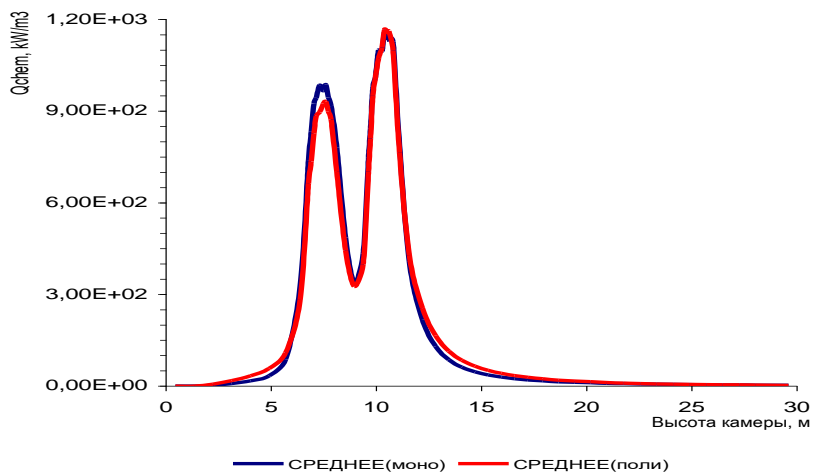


Рисунок 48 - Сравнительный анализ распределения химической энергии при горении моно- и полидисперсного факела

В таблице 4 для сравнения приведены значения основных характеристик процесса горения при сжигании пылеугольного факела с различными диаметрами угольных частиц.

Таблица 4 - Значения основных характеристик процесса горения на выходе топочной камеры

	T, °C	CO	CO <sub>2</sub> , кг/кг	NO, мг/м <sup>3</sup>
		кг/кг		
d <sub>p</sub> =30 мкм	1176	2,00·10 <sup>-4</sup>	0,18 (0,2)	790,6
d <sub>p</sub> =60 мкм	1237	1,82·10 <sup>-4</sup>	0,20	676,8
d <sub>p</sub> =90 мкм	1242	2,18·10 <sup>-4</sup>	0,19	652,9
Полидисперсный поток	1202	1,97*10 <sup>-4</sup>	0,19	686,5

В таблице 5 приведены численные значения основных характеристик процесса горения моно- и полидисперсного пылеугольного факела в сравнении с экспериментальными данными [91, с.185-192].

№	Величина	Единица измерения	Эксперимент	Монодисперсный факел	Полидисперсный факел
1	T	°C	1180	1219	1202
2	O <sub>2</sub>	Kg/kg	3.5*10 <sup>-2</sup>	3.18*10 <sup>-2</sup>	3.45*10 <sup>-2</sup>
3	CO	Kg/kg	1.80*10 <sup>-4</sup>	2.01*10 <sup>-4</sup>	1.97*10 <sup>-4</sup>
4	CO <sub>2</sub>	Kg/kg	0.17	0.20	0.19

Полученные результаты позволяют оценить влияние диаметров угольных частиц, а также монодисперсности и



полидисперсности топливно-воздушного реагирующего потока на воспламенение, местоположение ядра факела, интенсивность горения пылеугольного факела и на образование вредных пылегазовых выбросов в атмосферу. Результаты, представленные в работе, были получены в предположении как монодисперсности так и полидисперсного распределения частиц угольной пыли по размерам пылеугольного потока.

В реальных промышленных условиях пылеугольный факел в большинстве случаев представляет собой только полидисперсную среду, содержащую частицы, диаметр которых лежит в широком диапазоне. В связи с этим использование полученных в настоящей работе результатов, позволяет дать рекомендации по разработке новых максимально выгодных методов организации топочного процесса сжигания угля для повышения эффективности энергетических объектов и уменьшения выбросов вредных веществ в окружающую среду.

Разработанные в предыдущих разделах монографии физико-математические и химические модели сложных процессов тепломассообмена и формирования вредных веществ при горении топлив в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок, позволяют решать актуальные проблемы теплоэнергетики и экологии. В следующих разделах монографии будет показано практическое применение полученных результатов фундаментальных исследований процессов тепломассопереноса для оптимизации процессов горения энергетических топлив с целью повышения экономической эффективности промышленных предприятий и улучшения экологической обстановки.

#### **4.9 Результаты вычислительных экспериментов по применению технологии снижения выбросов оксидов азота методом «Overfire Air - OFA»**

В этом разделе разработанный в монографии метод 3D моделирования был применен для проведения компьютерных экспериментов по применению новейших технологий «Overfire Air - OFA» для снижения выбросов оксидов

азота. Этот метод OFA, или как его еще называют «метод острого дутья», включает в себя подачу всего объема воздуха для горения (первичного и вторичного) в два этапа. 70-90% воздуха подается в горелки, а остальное его количество подается в топочное устройство над горелкой «острое дутье» (рис.49) (Basic Concepts in Environmental Sciences // US Environmental protection agency. – USA. - March, 2006). При смешивании в горелке топлива с контролируемым потоком воздуха создается относительно низкотемпературная, обедненная кислородом и обогащенная топливом зона горения в нижней части топочного устройства, которая помогает снизить образование  $\text{NO}_x$  из азота, содержащегося в топливе (топливные  $\text{NO}_x$ ).

«Overfire Air» подается над зоной основного горения через несколько воздушных каналов, расположенных на передней и задней стенках камеры сгорания над верхним уровнем горелок, для достижения как можно более полного сгорания топлива. Относительно низкая температура в обогащенной кислородом зоне дожигания обуславливает пониженное образование  $\text{NO}_x$  из воздуха (термические  $\text{NO}_x$ ).

Продвинутые системы ступенчатой подачи воздуха, такие как системы раздельного острого дутья (SOFA) и системы сдвоенного острого дутья (CCOFA) были разработаны для снижения выбросов  $\text{NO}_x$  и повышения эффективности тангенциальных топочных устройств (Системы сжигания с низкой эмиссией  $\text{NO}_x$ . Программа экологиче-

ски чистого ископаемого топлива. Информационный буклет. – СИ008. – Март 2005. – 16 с.). Различные варианты подачи дополнительного воздуха над горелками и варианты компоновки OFA – инжекторов приведены на рисунке 49.

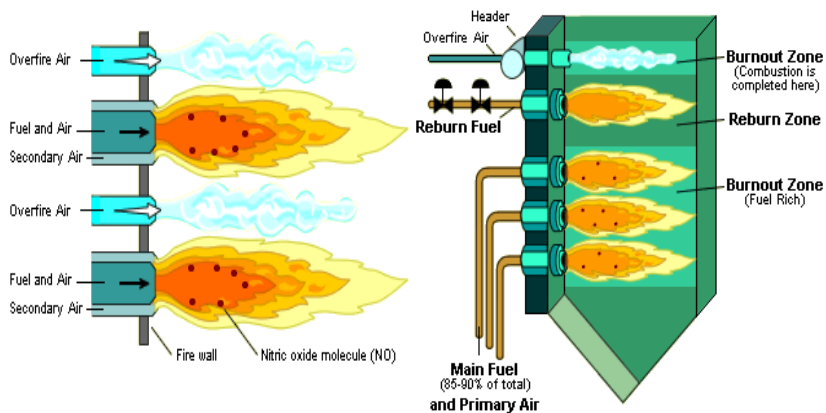


Рисунок 49 – Различные варианты компоновки OFA инжекторов

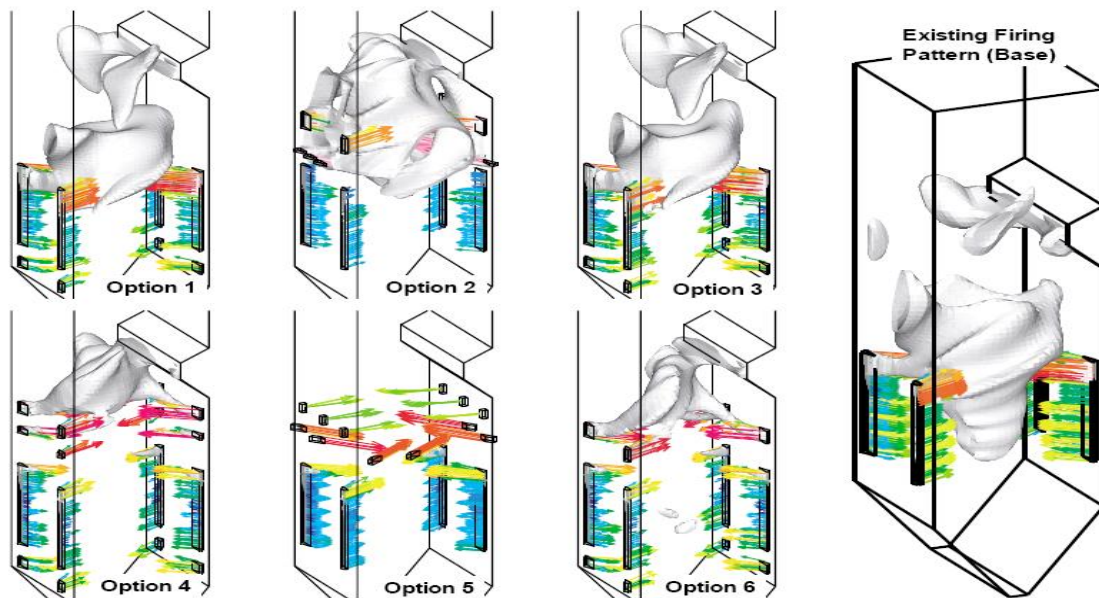


Рисунок 50 – Аэродинамическая картина введения в камеру сгорания дополнительных воздушных потоков по методу «Overfire Air»

На рисунке 50 представлены аэродинамические особенности возможных методов организации процесса горения с использованием «Overfire air» в реальной камере сгорания с тангенциальной схемой подачи топлива и окислителя. Видно, что преимущество данного метода заключается в том, что для широкого выбора компоновки инжектирующих источников, возможно обеспечить минимальные затраты при реорганизации существующего режима.

Первичные инжектируемые потоки представляют собой первичный воздух (примерно 70-90 % от общего базового объема воздуха), который подается в камеру сгорания в смеси с твердым топливом, при относительно невысокой температуре (порядка 400 – 600 К). При этом удается достичь образования в области горелок богатой топливом зоны с пониженным содержанием кислорода, что способствует умеренному образованию топливных  $\text{NO}_x$ .

Вторичные инжектируемые потоки (примерно 10-30% от общего базового объема воздуха) вводятся дополнительно выше зоны сгорания через специальные инжекторы с воздушными портами, которые устанавливаются в плоскости выше основных горелок. Местоположение таких дополнительных инжекторов зависит от конфигурации камер сгорания. В этой области основной процесс горения практически завершается. Следовательно, относительно низкая температура в области вторичного инжектирования ограничивает образование тепловых  $\text{NO}_x$ . Местоположение инжекторов для «Overfire air» и определение уровня, где происходит смешивание вторично инжектируемого воздуха является очень важным моментом, чтобы поддержать эффективное сгорание.

Технология «Overfire air» в настоящее время успешно используется во всем мире, и в особенности в Европе, поскольку установка такой технологии на действующих ТЭС требует низких капиталовложений и способствует значи-

тельному снижению выбросов оксидов азота  $\text{NO}_x$ . При использовании в комбинации с другими мерами для контроля и подавления образования  $\text{NO}_x$ , можно добиться снижения их выбросов до 85%.

В связи с тем, что одним из основных источников загрязнения атмосферного воздуха вредными газовыми и пылевыми выбросами являются электростанции, работающие на твердом топливе, становится актуальной разработка технологий сжигания с минимальными выбросами  $\text{NO}_x$ ,  $\text{SO}_x$  и золовых частиц. Каменные угли Казахстана являются хорошим малосернистым энергетическим топливом и при рациональной организации топочного процесса вред, наносимый окружающей среде может быть сведен к минимуму.

Для проведения вычислительных экспериментов по исследованию влияния OFA - технологии выбрана действующая камера сгорания БК3160 Алматинской ТЭС и в качестве топлива - экибастузский уголь. Камера сгорания БК3160 Алматинской ТЭС имеет расчетную паропроизводительность 160т/ч, при давлении 9,8МПа и температуре перегрева пара 540°C. Тепловая мощность камеры сгорания 124,4МВт. По боковым сторонам топочной камеры расположены 4 блока прямоточных щелевых горелок, направленных по касательной к центральной условной окружности. Для исследования влияния OFA было выбрано 2 режима: 10% и 20% общего объема воздуха подается через инжекторы в верхней части камеры сгорания.

На рисунке 51 показан общий вид камеры сгорания, на рисунке 52 в поперечном сечении камеры сгорания приведена схема течения в области подачи топлива (а) и в области использования OFA - технологии инжектирования вторичного воздуха (б), а на рисунке 53 приведено распределение векторов полной скорости в продольном сечении в

камеры сгорания для различных объемов подачи дополнительного воздуха (OFA - 0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%).

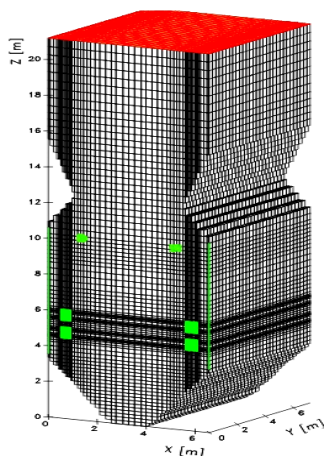


Рисунок 51 - Общий вид топочной камеры котла БКЗ160 Алматинской ТЭЦ и разбивка ее на контрольные объемы

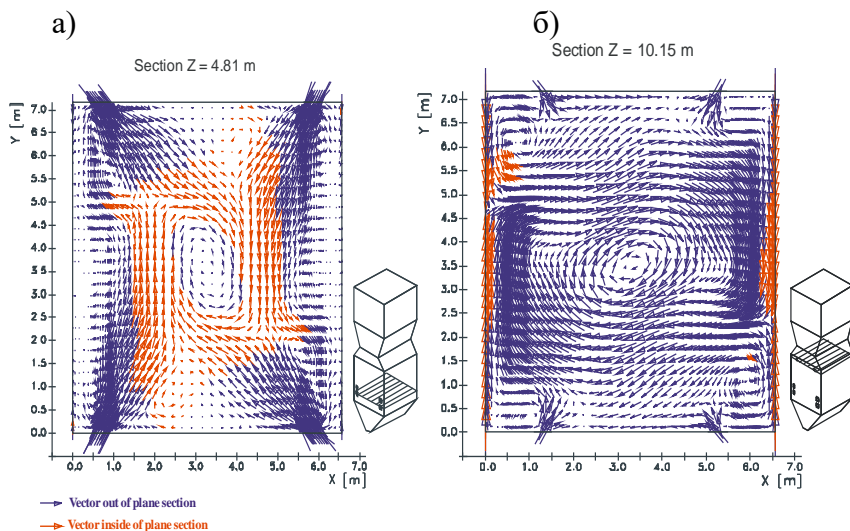


Рисунок 52 – Схема камеры сгорания и расположение ин-жекторов OFA (поле скоростей)

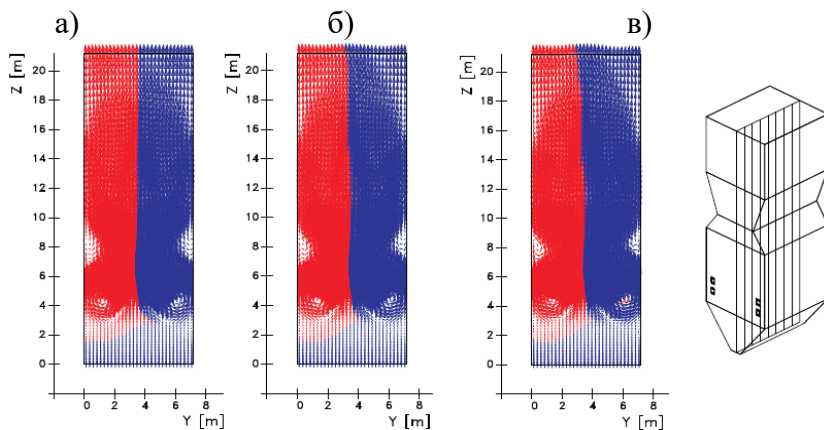


Рисунок 53 - Распределение векторов полной скорости в продольном сечении камеры сгорания БК3160: а) OFA-0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%

На рисунках 54 – 64 приведены результаты вычислительных экспериментов по влиянию подачи дополнительного воздуха (OFA –технология) на основные характеристики тепломассопереноса. Здесь же проведено сравнения с базовым режимом горения твердого топлива, когда подача дополнительного воздуха отсутствует (OFA=0%).



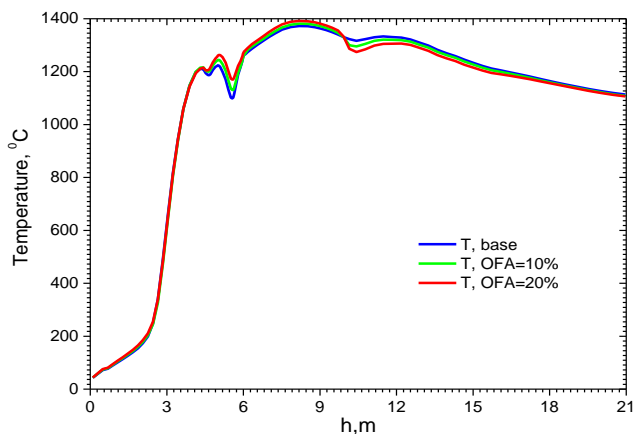
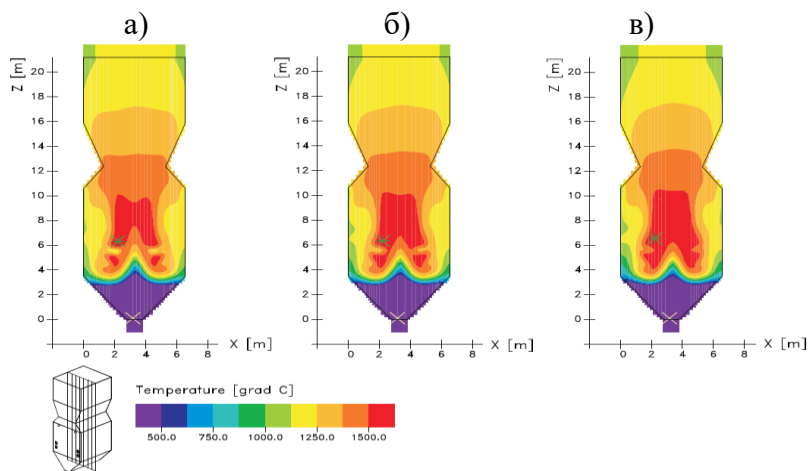
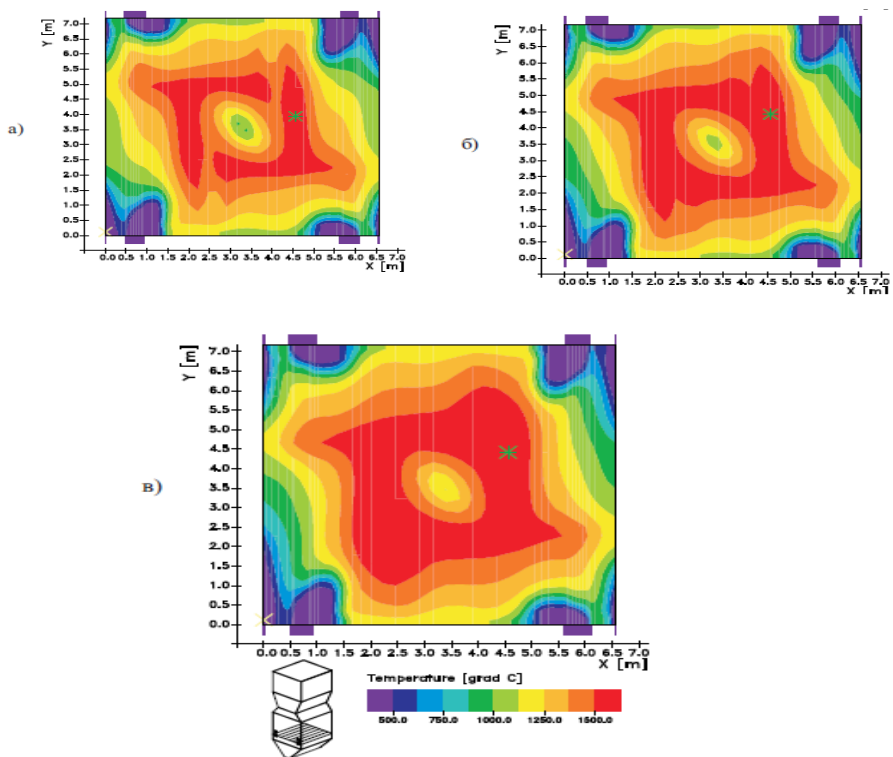


Рисунок 54 - Влияние OFA на распределение температуры в объеме камеры сгорания БК3160



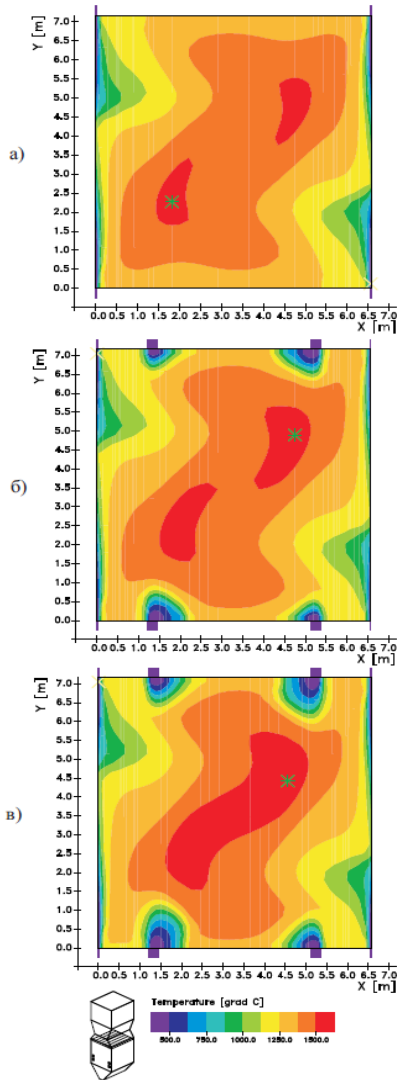
а) OFA - 0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%

Рисунок 55 - Влияние OFA на распределение температуры в продольном сечении камеры сгорания БК3160



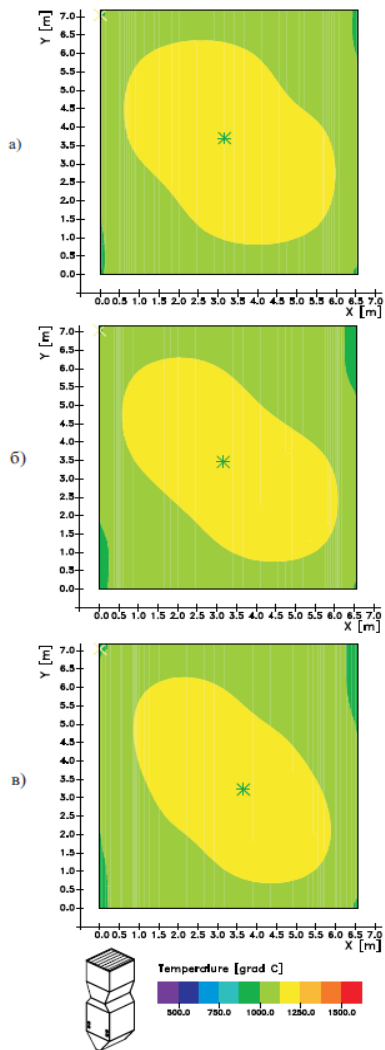
а) OFA - 0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%

Рисунок 56 - Влияние OFA на распределение температуры в поперечном сечении камеры сгорания БКЗ160



а) OFA - 0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%

Рисунок 57 - Влияние OFA на распределение температуры в области расположения инжекторов БКЗ160



а) OFA - 0%, б) OFA - 10%, в) OFA – 20%

Рисунок 58 - Влияние OFA на распределение температуры на выходе из камеры сгорания БКЗ160

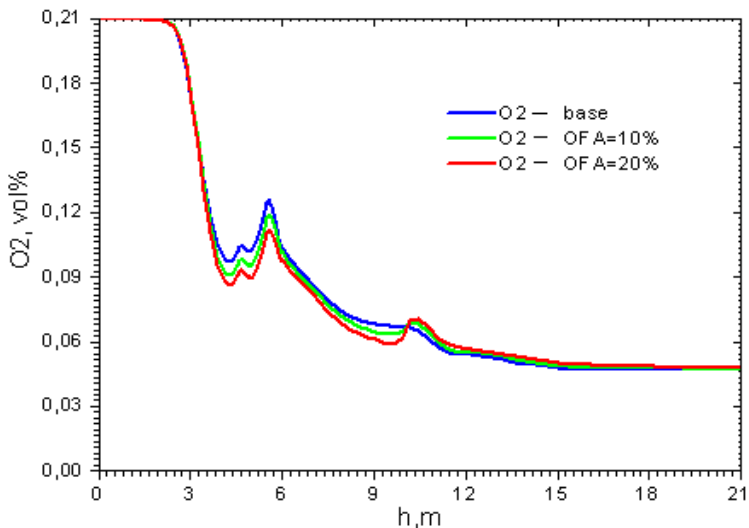


Рисунок 59 - Влияние OFA на распределение концентрации кислорода  $O_2$  в объеме камеры сгорания БКЗ160

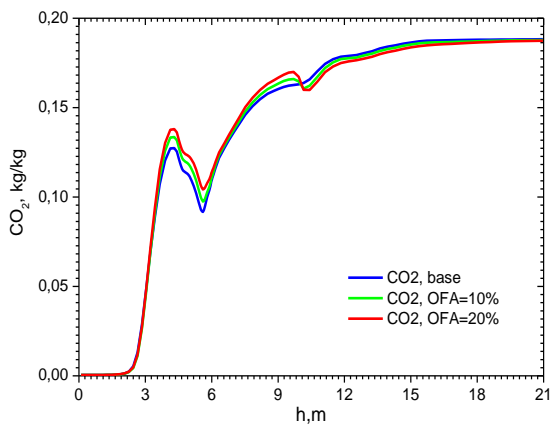


Рисунок 60 - Влияние OFA на распределение концентрации диоксида углерода  $CO_2$  в объеме камеры сгорания БКЗ160

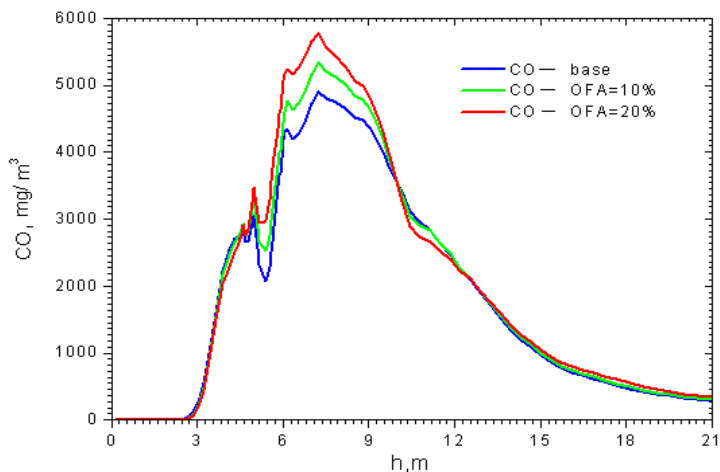


Рисунок 61 - Влияние OFA на распределение концентрации оксида углерода CO в объеме камеры сгорания БКЗ160.

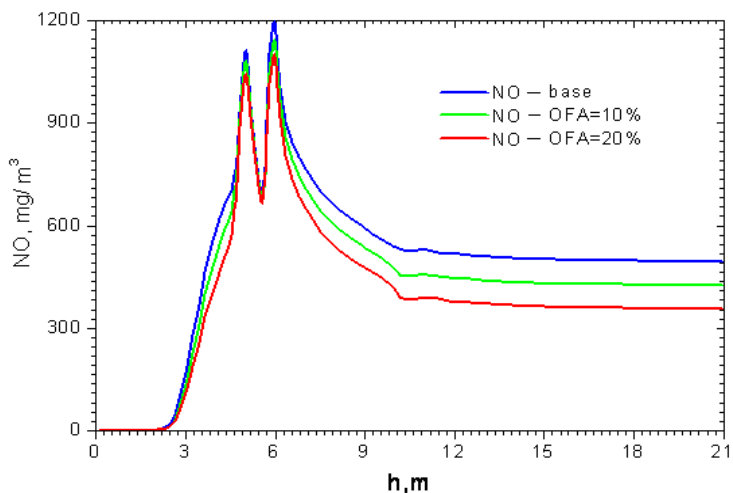


Рисунок 62 - Влияние OFA на распределение концентрации оксида азота NO в объеме камеры сгорания БКЗ160

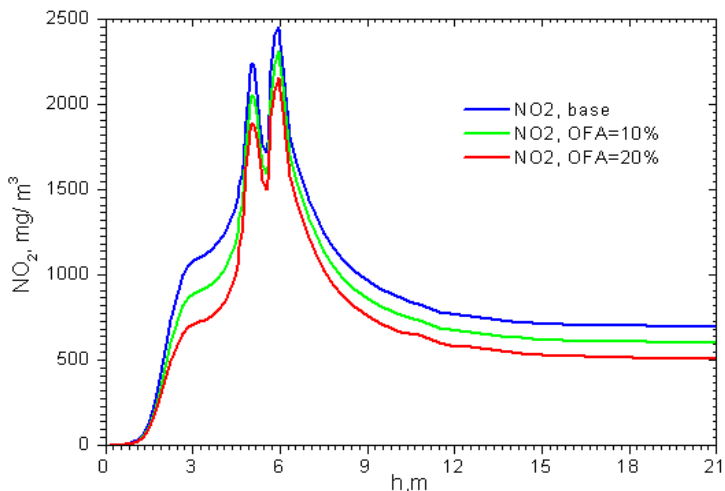


Рисунок 63 - Влияние OFA на распределение концентрации диоксида азота NO<sub>2</sub> в объеме камеры сгорания БК3160

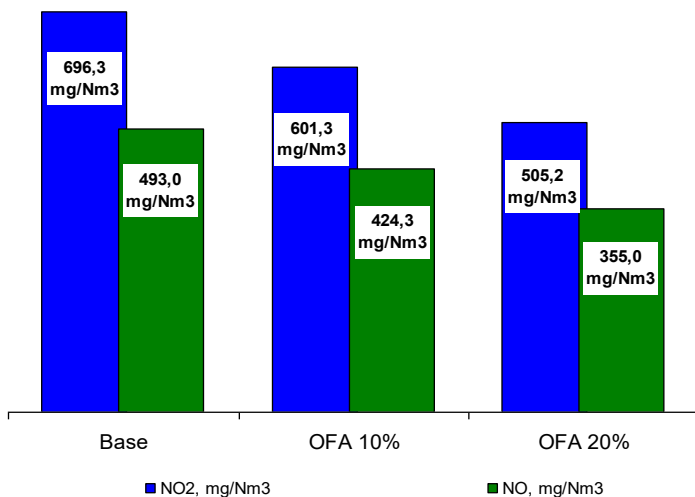


Рисунок 64 - Влияние OFA на выбросы оксидов азота NO и NO<sub>2</sub> на выходе из камеры сгорания БК3160

Применение OFA –технологий вызывает снижение концентрации кислорода в области наиболее интенсивного горения (рисунок 59), что приводит к повышению температуры пламени в этой области (рисунок 54-58) и снижению общего коэффициента избытка воздуха в этой зоне. В результате повышения температуры снижается уровень выбросов от неполного сгорания, увеличивается скорость элементарных реакций и повышается качество смешения, что сокращает время пребывания, необходимое для смешения топливного газа и вторичного воздуха горения.

Однако, это не приводит к автоматическому снижению уровня выбросов NO<sub>x</sub>. Эффективное снижение выбросов NO<sub>x</sub> может быть обеспечено на следующей стадии, когда воздух инжектируется через OFA.

OFA инжекторы наиболее выгодно располагать в области выше основной зоны горения и на максимально возможном большем расстоянии от самой узкой части камер сгорания. При введении дополнительного кислорода воздуха в OFA, наблюдается дальнейшее окисление CO, движущегося в направлении к выходу и таким образом происходит преобразование CO в CO<sub>2</sub>. Кроме того, размещение инжекторов OFA именно в этой области позволяет интенсифицировать смешивание OFA воздуха с CO, в общем потоке горючих газов. А это в свою очередь позволяет максимально возможно преобразовать CO в CO<sub>2</sub> прежде, чем существенная часть CO выйдет из камеры сгорания (рисунок 60-61).

Результаты сравнения базового режима работы и включения дополнительных OFA инжекторов, проиллюстрированные на рисунках 62 – 63, показывают, что очевидно наиболее высокие концентрации NO<sub>x</sub> наблюдаются в более нижней части камер сгорания, что характерно для всех вида камер сгорания. Однако, в отличие от базового режима, когда наблюдаются высокие концентрации NO<sub>x</sub> на вы-



ходе из камеры сгорания, при организации OFA систем наблюдается существенное снижение оксидов азота по мере приближения к выходу.

Особенно резкий скачок наблюдается для концентрации NO, именно в области расположения инжекторов ( $z=10,15\text{м}$ ). Это происходит из-за двух факторов. Прежде всего, богатая топливом окружающая среда в более низкой части печи препятствует формированию NO<sub>x</sub>. Кроме того, такая среда предполагает наличие условий для перегорания. Комбинация этих двух эффектов и приводит к существенному снижению в концентрациях NO<sub>x</sub> на выходе из камер.

На рисунке 64 приведена диаграмма результатов численных исследований по организации процесса горения твердого топлива с учетом технологии OFA и показано снижение в этой связи концентрации оксидов азота на выходе из камеры сгорания. Можно отметить сокращение концентрации NO<sub>x</sub> на 27% при максимальной доле дополнительного воздуха (OFA=20%) по сравнению с базовым режимом сжигания топлива (OFA =0%).

Результаты проведенного численного моделирования процесса горения пылеугольного факела в камере сгорания котла БК3160 Алматинской ТЭС с применением метода «Overfire Air - OFA» (в топочное устройство над горелкой подается часть воздуха - «острое дутье») позволяют предложить теплоэнергети-кам новейшие технологии снижения вредных выбросов диоксида углерода CO<sub>2</sub>, оксида NO и диоксида азота NO<sub>2</sub>.

Вычислительные эксперименты по сжиганию пылеугольного топлива на примере экибастузского угля проведены в топочных камерах действующего энергетического объекта на примере модели с тангенциальной подачей топлива действующего котлоагрегата БК3160 Алматинской ТЭС. Однако, метод «Overfire Air - OFA», предложенный в

монографии, дает возможность проводить подобные вычислительные эксперименты с любым твердым топливом на любых действующих топочных устройствах мощных энергоблоков. Это позволяет эффективно управлять процессами сжигания топлива в реальных энергетических установках с необходимым воздействием на различные его параметры, создавать оптимальные способы сжигания топлива относительно эффективности энергетических объектов и минимизации вредных выбросов, отыскать наилучшие конструктивные и компоновочные решения по горелочным устройствам, способствующие скорейшему освоению мощных котлоагрегатов.

#### **4.10 Численное моделирование процесса горения угля, инициируемого плазменным источником**

В этом разделе разработанный в монографии метод 3D моделирования был применен для проведения компьютерных экспериментов по численному моделированию процесса сжигания угля, прошедшего плазменную технологию термохимической обработки.

В настоящее время в Казахстане около 85% электроэнергии вырабатывается на тепловых электростанциях (ТЭС), основным топливом которых является уголь. Более 80% угля, сжигаемого на этих ТЭС, является низкосортным, например экибастузский уголь, зольность которого составляет около 50%. Сжигание низкосортных углей сопряжено со сложностями по их воспламенению, увеличением вредных пылегазовых выбросов (зола, оксиды углерода, пятиокись ванадия, оксиды азота и серы, углеводороды). При сжигании таких низкосортных углей увеличивается расход мазута или природного газа, используемого для розжига, и ухудшается экологическая обстановка.

В мировой практике принято обогащать угли перед их сжиганием. Однако, нельзя ожидать обогащения углей в

объемах, необходимых для ТЭС Казахстана, особенно из-за большой стоимости обогащения (например, стоимость обогащения в России составляет 2-8 тыс. долл./т). Кроме того, в результате обогащения можно снизить зольность и влажность углей, тогда как увеличить выход летучих (тощие угли, антрацит имеют выход летучих 4-12%) путем обогащения невозможно.

Для улучшения воспламенения и стабилизации горения низкосортных углей с низким выходом летучих и высокой зольностью существуют дополнительные мероприятия, которые в основном сводятся к утонению помола (до  $R_{90}=6-8\%$ ), подогреву аэросмеси (до  $150^{\circ}\text{C}$ ) и вторичного воздуха (до  $400^{\circ}\text{C}$ ), подаче угольной пыли высокой концентрации (до 50 кг/кг) с последующим разбавлением и к совместному сжиганию с углем мазута или природного газа. Все перечисленные мероприятия обладают существенными недостатками, снижающими эффективность топлива использования и надежность работы котлоагрегатов электростанций с одновременным ухудшением их экологических показателей.

В настоящее время разрабатываются различные методы повышения эффективности топливоиспользования. В последнее время более широкое развитие получают работы, связанные с воспламенением топлив посредством низкотемпературной плазмы, генерируемой плазмотронами. Работы в этом направлении проводятся известными фирмами США, Канады, Австралии. Фирма Wilcox (Канада) разработала плазмотрон, обеспечивающий воспламенение аэросмеси воздушной плазменной струей. Фирма Combustion Engineering (США) использует растопочные пылеугольные горелки на сухой пыли, которая поджигается высоковольтной дугой. Однако эти технологии имеют свой недостаток, так как рассчитаны на воспламенение высокорективных углей.

Перспективным техническим решением проблемы является плазменная технология термохимической обработки углей, которая основана на электродуговой активации пылевидного угля в процессе его газификации. Она заключается в нагреве аэросмеси (угольная пыль + воздух) электродуговой плазмой до температуры выхода летучих угля и частичной или полной газификации коксового остатка с модификацией минеральной массы угля. При этом горючий газ и коксовый остаток используется в качестве энергетического топлива при его подаче в топку котла. С помощью этого топлива осуществляется безмазутная растопка пылеугольных котлов и стабилизация горения пылеугольного факела.

С применением плазменной активации пылеугольного потока входные параметры, используемые при расчетах, существенно отличаются от существующих на практике при организации горения без плазменных систем. В камеру сгорания поступает факел реагирующей топливной смеси, что может вызвать изменение основных параметров процесса горения. В этой связи особую актуальность приобретает комплексное исследование рабочего процесса топочной камеры с учетом влияния термохимической подготовки топлива, в том числе численное моделирование процессов, протекающих в объеме камеры сгорания. Несмотря на широкое исследование плазменных технологий комплексное исследование влияния термохимической активации на процессы, происходящие непосредственно в камере горения, после того как активированные потоки поступают в топочное пространство, ранее не проводилось.

Метод термохимической плазменной подготовки угля к сжиганию успешно апробирован на ряде тепловых электростанций, что подтверждает его эффективность. Однако, для широкого внедрения плазменной технологии безмазутного воспламенения углей необходима разработка спе-

циальных методов расчета горелочных устройств, что позволит до опыта оценить основные параметры протекающих процессов в объеме горелки, оснащенной плазмотроном, получить состав топливной смеси на входе в топку и далее рассчитать характеристики процессов тепломаассопереноса в объеме камеры сгорания котла ТЭС. Использование новейших информационных технологий моделирования позволили, при хорошо развитом алгоритмическом и программном обеспечении, используя соответствующие модели, провести вычислительные эксперименты по численному моделированию этих процессов [98-104].

Рассмотрим суть метода термохимической плазменной подготовки угля к сжиганию. Аэросмесь (первичный воздух + угольная пыль) обычно подается по пылепроводам в горелки. Если в горелке нет установленной системы плазменного воспламенения, аэросмесь распыляется в топке, где она воспламеняется и горит по традиционной схеме, принятой в теплоэнергетике. Если аэросмесь подается в горелку с установленной на ней системой плазменного воспламенения, то в этом случае горелка уже играет роль муфеля, где аэросмесь под воздействием плазменного факела нагревается. При нагреве выделяются летучие и газифицируется углерод угля. Выделившиеся летучие и продукты газификации начинают реагировать с присутствующим в первичном воздухе кислородом, в свою очередь, дополнительно выделяя тепло и еще больше нагревая реагирующий поток пылеугольных частиц, продуктов сгорания летучих и газификации коксового остатка.

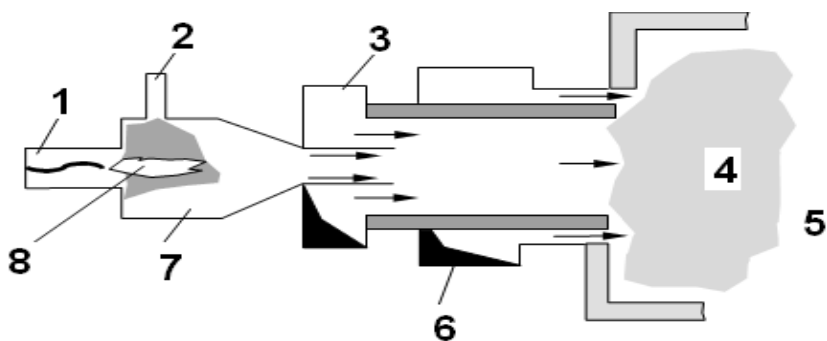
В результате на входе в камеру сгорания мы имеем нагретый до высоких (1300К и более) температур реагирующий поток частиц (основными составляющими которых являются зола и углерод) и газообразных продуктов плазменной термохимической подготовки аэросмеси. В состав последних входят: азот, водяной пар, оксид и диок-

сид углерода, водород, метан. При смешении с вторичным воздухом указанные продукты сгорания, нагретые до температуры воспламенения, интенсивно реагируют, выделяя тепло, и образуя конечные продукты реакций, (водяной пар и диоксид углерода). Использование различных типов горелок не вызывает отличий в механизме этого процесса. На рисунке 68 показана возможная схема компоновки плазмотронов с пылеугольными горелками различного типа, например, вихревого.

Система плазменного воспламенения исключает из рабочего процесса использование мазута для розжига котла. В горелках, оснащенных плазмотронами, получается высокореакционное топливо, которое поступает в камеру сгорания, распространяется в ней в соответствии с законами аэродинамики и является тепловым источником для аэросмеси, подаваемой через горелки, не оснащенные системами плазменного воспламенения. Исследования процессов сжигания угля, прошедшего плазменную технологию термохимической обработки (ПТС), выполнилось совместно с научной группой профессора В.Е.Мессерле, которая является разработчиком горелок с плазматронами [98, р.45-90, 103].

Расчеты процесса плазменной термохимической подготовки угля в ПТС выполнялись с помощью пакета компьютерных программ «*PLASMA-COAL*». Программа позволяет моделировать двухфазный (угольные частицы и газ-окислитель), химически реагирующий поток с внутренним источником тепла (электрическая дуга, плазменный факел или химические реакции). В модели используется детальная кинетическая схема химических превращений, учитывающая, наряду с реакциями выхода летучих и газификации коксового остатка дальнейшие превращения их продуктов в газовой фазе [101-102].

Расчеты выполнены для цилиндрической прямоточной ПТС, оборудованной плазмотроном мощностью 100 кВт, схема которого представлена на рисунке 65. Диаметр горелки – 0,73 м, температура стенки – 700 К, средний диаметр угольных частиц составлял 60 мкм, температура исходной аэросмеси на входе в ПТС была 423 К, расход угля через ПТС – 7,3 т/ч. Тепловой КПД такой ПТС принят на основе опытных данных равным 90 % . Результаты численного моделирования по программе «*PLASMA-COAL*» сведены в таблицу 6. Эти данные, полученные для выходного сечения ПТС, взяты в качестве исходных параметров для дополнительного трехмерного моделирования процессы тепломассопереноса в камере сгорания энергетического котла, ПК-39 Аксуйской ГРЭС, шесть горелок которого виртуально оборудовано плазмотронами.



1 – Плазмотрон, 2 – Меньшая часть аэросмеси, 3 – Основная часть аэросмеси, 4 – Факел продуктов плазменной термохимической подготовки аэросмеси, 5 – Топочное пространство, 6 – Вторичный воздух, 7 – Камера плазменной термохимической подготовки топлива к сжиганию, 8 – Плазменный факел

Рисунок 65 – Компоновка плазмотрона с вихревой горелкой

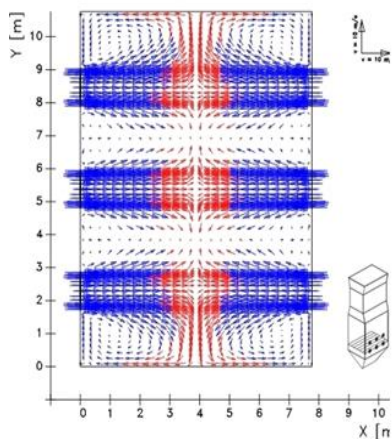
Таблица 6 – Результаты расчетов плазменной подготовки к сжиганию угля по одномерной модели

CO	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	NO <small>мг/м<sup>3</sup></small>	X <sub>c</sub> %	V <sub>g</sub> <small>м/с</small>	T <sub>g</sub> К	t <sub>g</sub> с
Объемные %											
11.04	2.17	0.22	13.53	1.93	70.55	0.13	7.5	67.6	42.1	1076	0.016

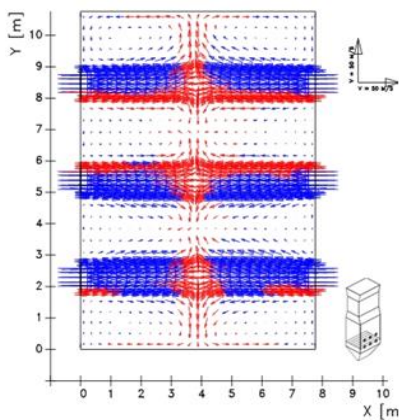
Трехмерное численное моделирование процесса горения низкосортного экибастузского угля, предварительно термохимически обработанного в топке котла, инициируемого плазменным источником, выполнялось использованием программных комплексов «*FLOREAN*» и «*PLASMA-KOKS*» для камеры сгорания ПК39 Аксуйской ГРЭС. Было рассмотрено два случая: базовый вариант и вариант, когда 6 горелок нижнего яруса оснащены плазматронами. Результаты вычислительных экспериментов приведены на рисунках 66-72.

На рисунках 66-67 представлены вектора полной скорости в поперечном сечении камеры сгорания (H=7.32 м), где расположены вихревые горелки 66 (а) и на выходе из нее 67 (а) для традиционного сжигания угля, а на рисунке 66 (б) и 67 (б) - для камеры сгорания, нижний ярус который оборудован шестью плазменными горелками (ПТС). Мы видим, что наличие ПТС существенно отразилось на аэродинамике течения в камере сгорания.



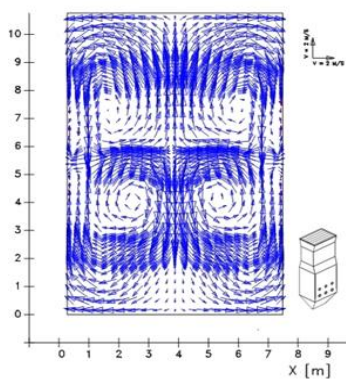


а) Традиционное сжигание угля

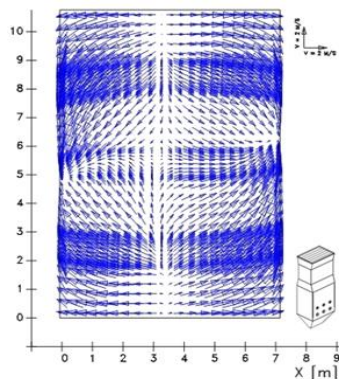


б) Сжигание угля, активированного в шести ПТС

Рисунок 66 – Поле вектора полной скорости в поперечном сечении камеры сгорания ( $H=7.32$  м)

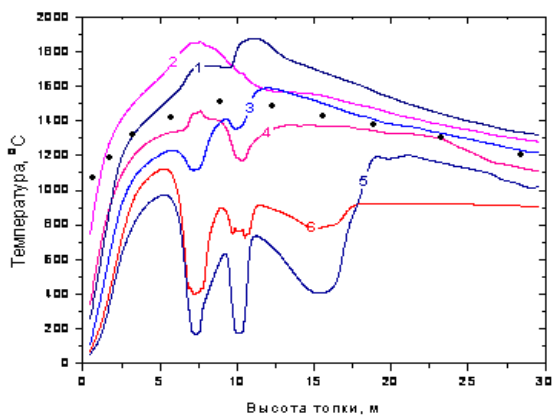


а) Традиционное сжигание угля

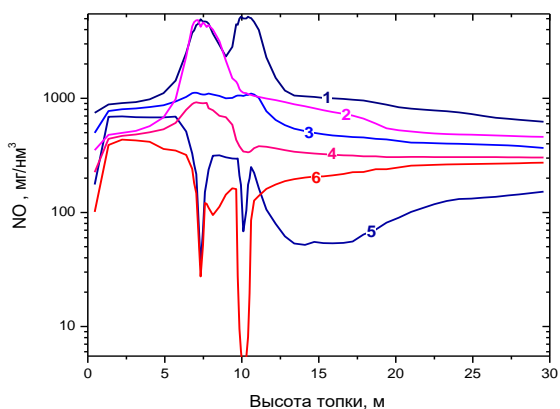


б) Сжигание угля, активированного в шести ПТС

Рисунок 67 – Поле вектора полной скорости на выходе из камеры сгорания

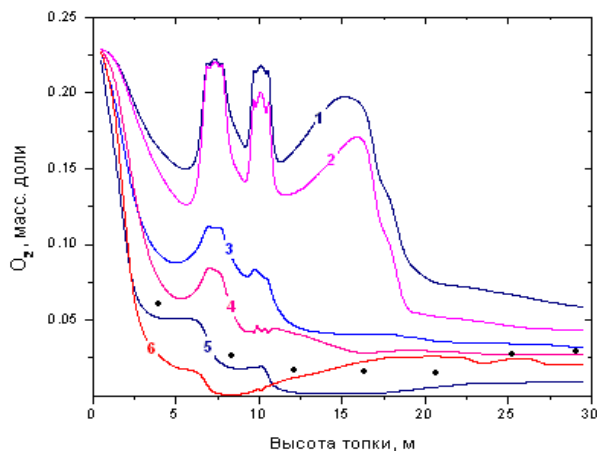


1, 3, 5 – традиционный режим сжигания угля; 2, 4, 6 – режим сжигания угля с плазменной активацией его в шести ПТС, максимальные, средние и минимальные значения соответственно, ● - эксперимент  
**Рисунок 68 – Изменение температур по высоте камеры сгорания**



1, 3, 5 – традиционный режим сжигания угля; 2, 4, 6 – режим сжигания угля с плазменной активацией его в шести ПТС, максимальные, средние и минимальные значения соответственно  
**Рисунок 69 – Изменение концентраций NO по высоте камеры сгорания**

На рисунках 68 и 69 показаны изменения по высоте камеры сгорания значений температур и концентраций NO, соответственно, рассчитанных для двух вариантов: сжигания угля с его предварительной плазменной активацией в ПТС и традиционного. Видно, что в основном температуры по высоте камеры сгорания, рассчитанные для активированного плазмой горения угля (рисунок 68, кривые 2, 4, 6) ниже температур, рассчитанных для традиционного режима сжигания угля (рисунок 68, кривые 1, 3, 5). Однако есть зона (нижняя часть камеры сгорания до уровня верхнего яруса горелок), в которой температура горения угля с плазменной активацией выше температуры горения угля в традиционном режиме. Это явление может быть объяснено влиянием ПТС, которые вызывают более ранний нагрев и воспламенение аэросмеси и соответствующее смещение фронта пламени к выходу ПТС.

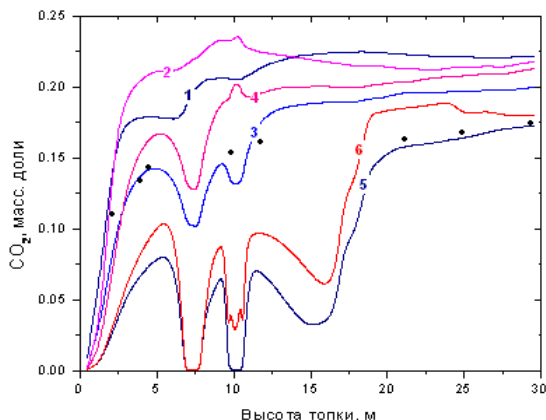


1, 3, 5 – традиционный режим сжигания угля; 2, 4, 6 – режим сжигания угля с плазменной активацией его в шести ПТС, максимальные, средние и минимальные значения соответственно, • - эксперимент

Рисунок 70 – Изменение концентраций кислорода по высоте камеры сгорания

Влияние ПТС на образование NO заметно также и по высоте камеры сгорания (рисунок 69). Как средние (кривая 4), так и максимальные (кривая 2) значения концентрации NO по высоте камеры сгорания заметно ниже в случае сжигания угля с его плазменной активацией. Следует отметить, что использование ПТС снижает концентрацию NO (рисунок 69 - кривые 2, 4, 6, рисунок 72 б, г) даже в нижней части камеры сгорания (ниже уровня расположения ПТС). Это явление объясняется подавлением образования топливных оксидов азота внутри ПТС. Топливный (атомарный) азот выделяется в газовую фазу при нагреве угля вместе с летучими внутри ПТС. Из него образуется молекулярный азот, вследствие дефицита кислорода в аэромеси, обрабатываемой плазмой, что также подтверждается низким уровнем концентрации NO (7.5 мг/м<sup>3</sup> см. Таблицу 5) на выходе ПТС, а, как известно [101], топливный азот является основным источником оксидов азота, образующихся при горении угля.

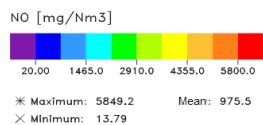
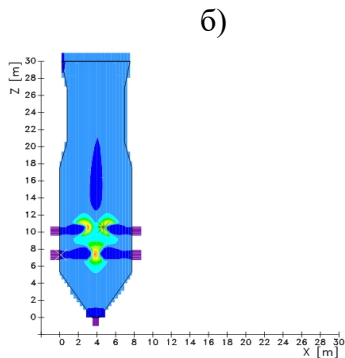
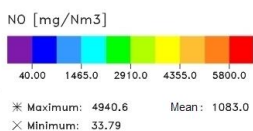
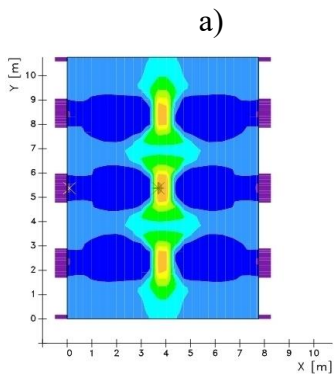
Рисунки 70 и 71 иллюстрируют распределение концентраций кислорода и диоксида углерода по высоте камеры сгорания. Средние значения концентраций кислорода (рисунок 70, кривые 3 и 4) по всей высоте камеры сгорания ниже в случае горения угля, прошедшего предварительную термохимическую подготовку в ПТС, а средние значения концентраций диоксида углерода (рисунок 71, кривые 3, 4) соответственно, выше. Эти данные подтверждают, что когда плазменно-топливные системы поддерживают процесс горения угля, наблюдается более полное его сгорание и снижение мехнедожога топлива.



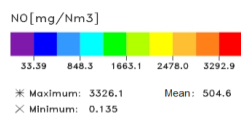
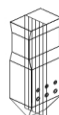
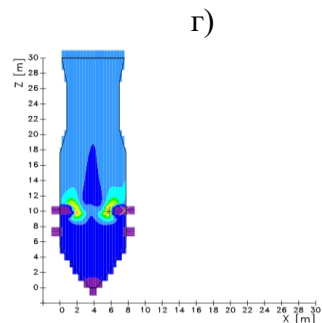
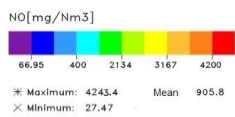
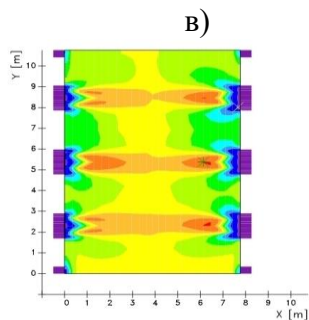
1, 3, 5 – традиционный режим сжигания угля; 2, 4, 6 – режим сжигания угля с плазменной активацией его в шести ПТС, максимальные, средние и минимальные значения соответственно, • - эксперимент

Рисунок 71– Изменение концентраций диоксида углерода по высоте камеры сгорания

Результаты 3D моделирования горения угля в камере сгорания, оборудованной плазматронами, представлены на рисунке 72, который на примере образования оксидов азота ( $\text{NO}$ ) наглядно демонстрирует разницу между двумя режимами сжигания угля - традиционным и с предварительной плазменной активацией аэросмеси в ПТС. Мы видим, что влияние ПТС проявляется в образовании  $\text{NO}_x$  в пристенной области вблизи амбразур ПТС (рисунок 72 в). При традиционном сжигании угля  $\text{NO}_x$  образуется в центральной зоне камеры сгорания на уровне расположения горелок (рисунок 72 а). Сказанное в полной мере подтверждается полем в  $\text{NO}_x$  в продольном направлении (рисунок 72 б, г).



### Традиционное сжигание угля



### Сжигание угля, активированного в шести ПТС

Рисунок 72 – Распределение концентрации оксидов азота в поперечном сечении на уровне расположения ПТС и по высоте камеры сгорания

В таблице 7 приведены результаты моделирования двух сравниваемых вариантов: традиционного горения угля и горения угля, поддерживаемого плазмой. Сравнение расчетных данных с экспериментальными (данные взяты в круглые скобки в таблице 7) для традиционного сжигания угля [91, 95] показывают удовлетворительное согласие. Разница между экспериментальными и расчетными значениями искомых величин не превышает 17%. Данные, приведенные в таблице 6, демонстрируют влияние плазменно-топливных систем на горение угля: уровень температур снижается на 9%, концентраций оксидов азота - на 11.5%, кислорода - на 14%, концентрация диоксида углерода увеличивается на 1,5%. Это показывает, что при поддерживаемом плазмой сжигании угля все основные характеристики процесса значительно улучшаются.

Таблица 7 – Сравнение характеристик отходящего газа на выходе камеры сгорания

	Традиционное сжигание угля (эксперимент)	Сжигание угля, поддерживаемое плазмой
Т, °С	1220 (1180)	1110
NO <sub>x</sub> , мг/нм <sup>3</sup>	368	280
CO <sub>2</sub> , кг/кг	0.185 (0.17)	0.188
O <sub>2</sub> , кг/кг	3.18 10 <sup>-2</sup> (3.5 10 <sup>-2</sup> )	1.74 10 <sup>-2</sup>

Анализ табличных данных полностью подтверждается экспериментальными [91, с.193-202; 95, с.25-37] зависимостями температур, концентраций кислорода и диоксида углерода по высоте камеры сгорания котла, представленных ранее на рисунках 68 - 71. Проведенное в работе ис-

следование традиционного горения и горения термохимически газифицированного при помощи ПТС топлива показывает, что плазменная подготовка угля к сжиганию позволяет оптимизировать процесс, улучшить условия воспламенения и горения, минимизировать выбросы вредных веществ в атмосферу. Полученные результаты позволят сократить использование дорогостоящего жидкого и газообразного топлива, для розжига и стабилизации факела, существенно улучшить экологическую обстановку на угольных электростанциях за счет уменьшения вредных пылегазовых выбросов, создать высокоэффективную экологически чистую плазмохимическую технологию получения высокорекреационного топлива из казахстанских низкосортных твердых топлив.

Применение технологии ПТС позволяет также снизить расход условного топлива на 1 кВт ч отпускаемой энергии на 20-25 гр.у.т., что эквивалентно экономии 6-8% топлива. Кроме того, имеет место и экономическая эффективность технологии ПТС. Дорогостоящий мазут, используемый для розжига и подсветки факела, можно вполне заменить углем, стоимость которого в несколько раз ниже. Широкое применение технологии ПТС несет в себе важный социально-экономический эффект и позволит не только улучшить экологическую обстановку в регионах около ТЭС, оптимизировать процесс сжигания энергетических углей, но и повысить уровень культуры труда работников ТЭС за счет применения более прогрессивной и экологически чистой технологии воспламенения и сжигания твердых топлив и дать соответствующую концепцию производства энергии и уменьшения выбросов вредных веществ.



## **5 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА**

### **5.1 Особенности горения жидкого топлива**

Горение жидких горючих протекает не в жидкой фазе, а в паровой над ее свободной поверхностью. Факел образуется на некотором малом расстоянии от уровня горючей жидкости. В поток паров от поверхности жидкости кислород из окружающей среды доставляется диффузией, а образовавшаяся горючая смесь сгорает в диффузионном факеле. Испарение горючей жидкости происходит за счет теплоты, изучаемой факелом. Интенсивность излучения зоны горения факела на поверхности испарения не зависит от ее формы и величины, а зависит только от физико-химических свойств горючего и является характерной константой для каждого жидкого горючего.

Горение жидкого топлива состоит из процессов его распыления, смешения с воздухом, испарения и реакции соединения с окислителем. Температура кипения жидких топлив не превышает несколько сот градусов, а температура пламени получается очень высокой. Жидкое топливо предварительно испаряется, а затем воспламеняется и сгорает в паровой фазе (испарение и горение могут идти параллельно). В технических устройствах жидкое топливо распыляется форсунками того или иного типа в пространстве камеры сгорания, заполненной окислителем. Распыл всегда бывает полидисперсным. Очень мелкие капли успевают полностью испариться при прогреве, и пары образуют с окислителем газовую смесь. Затем это смесь воспламеняется. Более крупные капли горят в процессе испарения, и они могут окружаться собственными факелами.

Для оценки влияния горения паров непосредственно у поверхности капли (в пограничном слое) можно воспользоваться критерием Семенова:

$$Se = \frac{\sqrt{kD}}{\alpha_D}, \quad (148)$$

где  $k$  - константа скорости реакции горения паров (в предположении первого порядка реакций);  $D$  - коэффициент диффузии кислорода в газовой фазе (среднее значение).

При небольших значениях критерия Семенова, роль горения паров в пограничном слое невелика. Основное количество паров выносится в окружающий газовый объем и сгорает там по законам газового горения. Это происходит в случае мелких капель, когда велико значение коэффициента диффузионного обмена:

$$\alpha_D = \frac{Nu_d D}{\delta}, \quad (149)$$

где  $\delta$  - диаметр капли. При критерии  $Se \rightarrow 0.4$  можно полностью пренебречь горением паров в пограничном слое у поверхности капли, так же как и горением  $CO$  в пограничном слое у поверхности углеродной частицы [105].

Напротив, при больших значениях критерия Семенова пары топлива интенсивно выгорают в пределах пограничного слоя. Пары, встречаясь с кислородом, мгновенно реагируют и сгорают в очень тонкой зоне (практически на поверхности горения). В этой зоне достигается относительно высокая температура горения. Тепло, подводимое к поверхности, затрачивается на прогрев жидкости, её испарение и нагрев паров.

Таким образом, сгорание отдельной капли топлива можно представить следующим образом: в результате подогрева капля начинает испаряться, пары топлива, окру-

жающие каплю, диффундируют в окружающую среду, происходит взаимопроникновение частиц воздуха и топлива. Капля, движущаяся относительно окружающей среды, будет иметь в передней части и сбоку более тонкую, а сзади - удлиненную зону горения.

При достаточной температуре смесь паров топлива и окислителя начинает активно реагировать, происходит процесс диффузионного сгорания газовой фазы топлива. Скорость химической реакции очень велика, скорость же физических процессов (испарение капли, смешение паров топлива с окислителем, подогрев смеси) значительно меньше, и очевидно эти физические процессы определяют скорость сгорания. В основном время сгорания зависит от времени испарения и времени диффузии молекул. Ламинарная диффузия определяет спокойный, сравнительно медленный процесс, турбулентная диффузия - ускоренный процесс. С уменьшением размера капель уменьшается время их испарения. Испаряемость топлива, его плотность, состав и условия теплообмена с окружающей средой также влияют на скорость горения [106-109].

Площадь поверхности частиц топлива, омываемых воздухом и вступающих в реакцию с кислородом, имеет решающее значение для интенсивного и полного сгорания топлива. Величина площади активно реагирующей поверхности топлива определяется степенью и качеством его распыления, а также качеством смешения его с воздухом. Однородное и тонкое распыление топлива является обязательным и важным фактором подготовки топлива к сжиганию.

Для создания развитой поверхности топливных струй применяются следующие методы: распыление топлива сжатым воздухом, паром или дутьевым воздухом от вентилятора; распыление топливной струи за счет действия центробежных сил в механических форсунках; создание тон-

кой конусовидной пленки вращающимся распылителем в ротационных форсунках; газификация топлива; распределение топлива тонкой пленкой на поверхностях корпуса горелки. Наиболее совершенное распыление достигается сжатым воздухом или паром, однако для этого требуется компрессор или паровой котел.

При распылении топлива дутьевым воздухом также получается хорошее качество распыления, однако здесь необходим вентилятор высокого или среднего давления (не менее 3000-4000 Па). Недостатком метода распыления с помощью форсунок является наличие вращающихся механизмов с довольно сложной кинематической передачей в механических форсунках, а в ротационных — еще требуется и топливный насос высокого давления, а также система фильтрации топлива. Для обеспечения эффективного протекания процесса горения топлива, необходимо правильно проводить его теоретический расчет. Для этого требуется определить следующие параметры: количество воздуха в камере сгорания, необходимое для горения; количество образующихся продуктов сгорания; коэффициент избытка воздуха в продуктах сгорания; теоретическую температуру горения. Точный расчет этих величин производится по данным элементарного состава топлива на основе количественных соотношений реакций горения. Дизельный двигатель - поршневой двигатель внутреннего сгорания, работающий на дизельном топливе, использует в своей работе термодинамический цикл дизеля или (чаще) цикл Тринклера-Сабатэ, эти циклы отличаются большим кпд по сравнению с циклом Отто, который используется в бензиновых двигателях [110]. Основное отличие дизельного двигателя от бензинового заключается в способе подачи топливо-воздушной смеси в цилиндр и способе ее воспламенения. В бензиновом двигателе топливо смешивается с всасываемым воздухом до попадания в

цилиндр, получаемая смесь поджигается в необходимый момент свечой зажигания. В дизельном двигателе воздух подается в цилиндр отдельно от топлива и затем сжимается. Из-за высокой степени сжатия, когда воздух нагревается до температуры самовоспламенения топлива (700-800°С), оно впрыскивается в камеру сгорания форсунками под большим давлением (рисунок 73).

При первом такте (такт впуска, поршень идет вниз) свежая порция воздуха втягивается в цилиндр через открытый впускной клапан. При втором такте (такт сжатия, поршень идет вверх) впускной и выпускной клапаны закрыты, и воздух сжимается в объеме примерно в 17 раз (от 14:1 до 24:1), т.е. объем становится меньше в 17 раз по сравнению с общим объемом цилиндра, и воздух становится очень горячим. Непосредственно перед началом третьего такта (такт рабочего хода, поршень идет вниз) топливо впрыскивается в камеру сгорания через распылительную форсунку. При впрыске топливо распыляется на мелкие частицы, которые равномерно перемешиваются со сжатым воздухом для создания самовоспламеняющейся смеси. Энергия высвобождается при сгорании, когда поршень начинает свое движение в такте рабочего хода. Выпускной клапан открывается, когда начинается четвертый такт (такт выпуска, поршень идет вверх), и выхлопные газы проходят через выпускной клапан. В зависимости от конструкции камеры сгорания, существует несколько типов дизельных двигателей. Дизель с неразделённой камерой («дизель с непосредственным впрыском»): камера сгорания выполнена в поршне, а топливо впрыскивается в надпоршневое пространство. Главное его достоинство - минимальный расход топлива, а существенный недостаток – это повышенный шум. В дизеле с разделённой камерой топливо подаётся в дополнительную камеру. В большинстве дизелей такая камера (она называется вихревой) свя-

зана с цилиндром специальным каналом так, чтобы при сжатии воздух, попадая в вихревую камеру, интенсивно закручивался. Это способствует хорошему перемешиванию впрыскиваемого топлива и воздуха и самовоспламенению смеси. Ранее такая схема считалась оптимальной и широко использовалась. Однако, вследствие ее худшей экономичности последние два десятилетия идёт активное вытеснение таких дизелей двигателями с непосредственным впрыском топлива.

### СХЕМА ЧЕТЫРЕХТАКТНОГО ДИЗЕЛЬНОГО ДВИГАТЕЛЯ

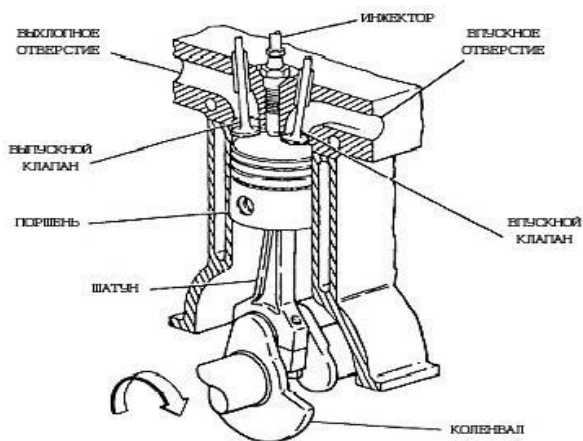


Рисунок 73 - Общий вид дизельного двигателя

Кроме вышеописанного четырёхтактного цикла, возможно использование двухтактного цикла. В этом случае изначально поршень находится в нижней мёртвой точке, а цилиндр наполнен воздухом. Во время хода поршня вверх воздух сжимается; вблизи верхней мёртвой точки проис-

ходит впрыск топлива, которое затем самовоспламеняется. Далее происходит рабочий ход - продукты сгорания расширяются и передают энергию поршню, который движется вниз. Вблизи нижней мёртвой точки происходит продувка - продукты сгорания замещаются свежим воздухом и цикл завершается [111]. Для осуществления продувки в нижней части цилиндра устраиваются продувочные окна. Когда поршень находится внизу, окна открыты. Когда поршень поднимается, он перекрывает окна. Окна могут использоваться и для выпуска отработавших газов, и для впуска свежего воздуха; такая продувка называется щелевой. Существует также клапанно-щелевая продувка, когда отработавшие газы выпускаются через клапан в головке цилиндра, а окна используются только для впуска свежего воздуха. Имеются ещё двигатели, где в каждом цилиндре находятся два встречно двигающихся поршня (оппозитная схема); каждый поршень управляет своими окнами — один впускными, другой выпускными.

Поскольку в двухтактном цикле рабочие ходы происходят вдвое чаще, то можно ожидать двукратного повышения мощности по сравнению с четырёхтактным циклом. На практике же это не удаётся реализовать, и двухтактный дизель мощнее такого же по объёму четырёхтактного максимум в 1,6 - 1,7 раз. В настоящее время двухтактные дизели широко применяются только на больших морских судах с непосредственным (безредукторным) приводом гребного винта. При невозможности повышения частоты вращения двухтактный цикл оказывается выгодным; такие тихоходные дизели имеют мощность до 100.000 л.с. В связи с тем, что организовать продувку вихревой камеры (или предкамеры) при двухтактном цикле сложно, двухтактные дизели строят только с неразделёнными камерами сгорания.

Основными и важнейшими свойствами дизельного топлива являются следующие параметры и характеристики: испаряемость, цетановое число, температурные показатели, вязкость, содержание серы и стабильность хранения. Испаряемость - это свойство, определяемое температурой, при которой топливо начинает активно испаряться. При температуре 50 градусов дизельное топливо выкипает. На испаряемость большое влияние оказывает плотность топлива. Эти показатели дизельного топлива различных марок довольно схожи и не имеют огромных отличий. Воспламеняемость дизтоплива влияет на наличие вредных компонентов в отработанных газах, таких как СО и СН. Чем меньше период воспламеняемости, тем быстрее происходит сгорание топлива. Это ускоряет работу двигателя и увеличивает его мощность, а содержание вредных компонентов в газах становится меньше. Задержка воспламенения, или как ее еще называют цетановое число, это количество цетана в смеси, при котором период воспламеняемости идентичный периоду воспламеняемости эталонного топлива, испытывают в одноцилиндровом двигателе с регулируемой степенью сжатия. Такие же двигатели используются для определения октанового числа бензина. Воспламеняемость измеряют при определенной степени сжатия и полученные результаты сравнивают с данными эталонного дизельного топлива, которое состоит из цетана и альфаметилнафталина или применяемого в некоторых странах гептаметилноанола. Различные модели дизельных двигателей имеют свои требования к цетановому числу. Так, например, быстроходные двигатели требуют дизельное топливо с более высоким цетановым числом, а двигатели менее оборотистые благополучно используют топливо с небольшим цетановым числом. Для примера можно привести работу крупного судового двигателя, который работает на топливе с ЦЧ около 15 и высокооборотного



двигателя легковых машин, цетановое число дизельного топлива которых не менее 50. Для грузовых машин нормальным цетановым числом дизельного топлива является значение от 40 до 45. Показатель воспламеняемости очень важная характеристика дизельного топлива. С увеличением цетанового числа выше нормы ухудшается экономичность двигателя и увеличивается дымность выхлопных газов. В зарубежных странах вместо цетанового числа используют дизельный индекс, который для определенного топлива вычисляется по значению плотности и температуре выкипания 50% топлива. Эта характеристика дизельного топлива применяется и для отечественного дизельного топлива, которое идет на экспорт [112-113]. Такие показатели, как вязкость и плотность определяют уровень испарения и смесеобразования дизельного топлива. Более плотное и вязкое топливо хуже воспламеняется и стораит, что приводит к большему расходу топлива и увеличению выхлопных газов. Сам процесс сгорания дизельного топлива зависит от его химического состава и характеризуется испаряемостью. Чтобы сжечь определенное количество топлива легкого фракционного состава необходимо меньше воздуха, чем для дизельного топлива более плотного фракционного состава. Фракционный состав дизельного топлива влияет на работу двигателей с разным смесеобразованием по-разному. Предкамерные и вихревые образующие двигатели имеют небольшую чувствительность к составу топлива, в то время как двигатели с непосредственным впрыском более чувствительны. Нагретые стенки предкамеры двигателя способствуют благоприятному смесеобразованию. Слишком сильное облегчение фракционного состава способно привести к увеличению более жесткой работе двигателя [114-116]. При сжигании различных видов жидкого топлива образуются продукты сгорания. К числу экологически вредных продуктов сгорания

следует отнести так называемые токсичные газы. Токсичными называют вещества, оказывающие негативные воздействия на организм человека и окружающую среду. Основными токсичными веществами являются оксиды азота ( $NO_x$ ), оксиды углерода ( $CO_x$ ), различные углеводороды ( $CH$ ), сажа и соединения, содержащие свинец и серу. При сгорании жидких топлив главным образом образуется оксид азота  $NO$ , который затем в атмосфере окисляется до  $NO_2$ . Образование  $NO$  увеличивается с ростом температуры газов и концентрации кислорода и не зависит от углеводородного состава топлива. Окись углерода ( $CO$ ) образуется во время сгорания при недостатке кислорода или при диссоциации  $CO_2$ . Основное влияние на образование  $CO$  оказывает состав смеси: чем она богаче, тем выше концентрация  $CO$ . Углеводороды ( $CH$ ) состоят из исходных или распавшихся молекул топлива, которые не принимали участия в сгорании. Углеводороды появляются в отработавших газах двигателей внутреннего сгорания вследствие гашения пламени вблизи относительно холодных стенок камеры сгорания, в “защемленных” объемах, находящихся в вытеснителях и в зазоре между поршнем и цилиндром. Группа высокотоксичных веществ: бензол, толуол, полициклические углеводороды и, в первую очередь бензопирен ( $C_{20}H_{12}$ ), образуется в результате пиролиза легких и средних фракций топлива при температуре 600-700К. Сажа представляет собой твердый продукт, состоящий в основном из углерода, и является механическим загрязнителем. Кроме углерода, в саже содержится 1 - 3% водорода. Сажа образуется при температуре выше 1500К в результате объемного процесса термического разложения (пиролиза) при сильном недостатке кислорода. Начало образования сажи зависит от температуры и давления газов, а также от вида топлива. При одинаковом количестве атомов углерода углеводороды располагаются по степени увеличения склон-

ности к образованию сажи следующим образом: парафины, олефины, ароматики. Большая опасность связана со свойством сажи накапливать на поверхности своих частиц канцерогенные вещества и служить их переносчиком [117 - 121].

## 5.2 Математическая модель задачи о распыле и горении впрыска жидкого топлива

Математическая модель задачи о распыле и горении впрыска жидкого топлива включает в себя уравнение неразрывности для компоненты  $m$ , уравнения импульса, энергии, состояния, к-ε модели турбулентности, изменения массы частицы, движения частиц вдоль ее траектории [38, p.269-289; 120, 122- 124]. Запишем эти уравнения для нашей задачи:

Уравнение неразрывности для компоненты  $m$ :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_m \vec{u}) = \vec{\nabla} \left[ \rho D \vec{\nabla} \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^c + \dot{\rho}^s \delta_{m1}, \quad (150)$$

где  $\rho$  - плотность смеси,  $\rho_m$  - парциальная плотность  $m$ -й компоненты,  $\vec{u} = (u, v, w)$  - компоненты скоростей газа,  $D$  - коэффициент диффузии,  $\dot{\rho}_m^c$  - химический источникный член,  $\dot{\rho}^s$  - источникный член вследствие впрыска,  $\delta_{m1}$  - символ Кронекера для  $m_1$ -й компоненты.

Уравнение импульса:

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{u} \vec{u}) = -\frac{1}{a^2} \vec{\nabla} p - A_0 \vec{\nabla} \left( \frac{2}{3} \rho k \right) + \vec{\nabla} \vec{\sigma} + \vec{F}^s + \rho \vec{g}, \quad (151)$$

где  $A_0$ - коэффициент перемежаемости, ( $A_0=0$  для ламинарных моделей,  $A_0=1$  для турбулентных моделей),  $k$  - ки-

нетическая энергия турбулентности,  $\bar{\sigma}$  - тензор вязких напряжений.

Уравнение энергии:

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{u} I) = -p \bar{\nabla} \bar{u} + (1 - A_0) \bar{\sigma} \bar{\nabla} \bar{u} - \bar{\nabla} \bar{J} + A_0 \rho \varepsilon + \dot{Q}^c + \dot{Q}^s, \quad (152)$$

где тепловой поток  $\bar{J} = -K \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right)$ ,  $\bar{J}$  - удельная внутренняя энергия,  $\varepsilon$  - диссипация энергии турбулентности,  $\dot{Q}^c$  - источниковый член вследствие химических реакций,  $\dot{Q}^s$  - источниковый член вследствие взаимодействия с впрыском.

Уравнения  $k - \varepsilon$  модели для турбулентной кинетической энергии  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$  имеют вид:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{u} k) = -\frac{2}{3} \rho k \bar{\nabla} \cdot \bar{u} + \sigma \cdot \nabla \bar{u} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_k} \right) \bar{\nabla} k \right] \right] - \rho \varepsilon + \dot{W}^s, \quad (153)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{u} \varepsilon) = & -\left( \frac{2}{3} c_{\varepsilon 1} - c_{\varepsilon 2} \right) \rho \varepsilon \bar{\nabla} \cdot \bar{u} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \bar{\nabla} \varepsilon \right] \right] + \\ & + \frac{\varepsilon}{k} \left[ c_{\varepsilon 1} \bar{\sigma} \bar{\nabla} \bar{u} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + c_s \dot{W}^s \right]. \end{aligned} \quad (154)$$

Уравнение состояния для смеси газов можно записать так:

$$p = R_0 T \sum_m (\rho_m / W_m) \quad (155)$$

Выражение для удельной внутренней энергии выглядит следующим образом:

$$I(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) I_m(T) \quad (156)$$

Выражение для удельной теплоемкости при постоянном давлении имеет вид:

$$c_p(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) c_{pm}(T) \quad (157)$$

Выражение для энтальпии:

$$h_m(T) = I_m(T) + R_0 T / W_m, \quad (158)$$

где  $R_0$  – универсальная газовая постоянная,  $W_m$  – молярная масса компоненты  $m$ . Величины  $h_m(T)$  и  $c_{pm}(T)$  взяты из справочной литературы.

Закон сохранения концентрации компоненты  $m$  имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho c_m)}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \cdot D_{c_m} \cdot \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_m.$$

Химические реакции, происходящие в камере сгорания, в общем виде записываются следующим образом:

$$\sum_m a_{mr} \chi_m \equiv \sum_m b_{mr} \chi_m,$$

где  $\chi_m$  – это один моль компоненты  $m$ ,  $a_{mr}$  и  $b_{mr}$  представляют собой суммарные стехиометрические коэффициенты для реакции  $r$ .

Стехиометрические коэффициенты в соответствии с законом сохранения массы в химических реакциях должны удовлетворять следующему равенству:

$$\sum_m (a_{mr} - b_{mr}) W_m = 0$$

Скорость химической реакции  $r$  обозначается через  $\dot{\omega}_r$  и имеет вид

$$\dot{\omega}_r = k_{fr} \prod_m (\rho_m / W_m)^{a'_{mr}} - k_{br} \prod_m (\rho_m / W_m)^{b'_{mr}}.$$

Порядки обратной реакции  $a'_{mr}$  и  $b'_{mr}$  не равны порядкам прямой реакции  $a_{mr}$  и  $b_{mr}$  и определяются эмпирически.

Коэффициенты  $k_{fr}$  и  $k_{br}$  записываются следующим образом:

$$k_{fr} = A_{fr} T^{\zeta_{fr}} \exp\{-E_{fr} / T\},$$

$$k_{br} = A_{br} T^{\zeta_{br}} \exp\{-E_{br} / T\},$$

где  $E_{br}$  — энергия активации прямой реакции,  $E_{fr}$  — энергия активации обратной реакции.

Коэффициенты в обратных реакциях определяются из уравнения:

$$\prod_m (\rho_m / W_m)^{b_{mr} - a_{mr}} = K_c^r(T).$$

Здесь  $K_c^r(T)$  — константа равновесия, имеющая вид:

$$K_c^r = \exp\{A_r \ln T_A + B_r / T_A + C_r + D_r T_A + E_r T_A^2\}, \text{ где } T_A = T / 1000 \text{ К.}$$

Скорости химических реакций  $\dot{\omega}_r$  входят в источник член в уравнении неразрывности:

$$\dot{p}_m^c = W_m \sum_r (b_{mr} - a_{mr}) \dot{\omega}_r,$$

а количество тепла, выделяющееся в системе за счет химической реакции, учитывается в уравнении энергии:

$$\dot{Q}^c = \sum_r Q_r \dot{\omega}_r.$$

Здесь  $Q_r$  - тепловой эффект реакции горения:  

$$Q_r = \sum_m (a_{mr} - b_{mr})(\Delta h_f^0)_m,$$

где  $(\Delta h_f^0)_m$  - теплота образования компоненты  $m$ .

Коэффициенты переноса имеют вид:

$$\mu = (1.0 - A_0)\rho\nu_0 + \mu_{air} + A_0 c_\mu k^2 / \varepsilon, \quad \lambda = A_3 \mu,$$

$$K = \frac{\mu c_p}{P_r}, \quad D = \frac{\mu}{\rho S_c},$$

где  $\nu_0$  - кинематическая вязкость при нормальных условиях,  $c_\mu = 0,09$  - эмпирическая константа.

Для учета зависимости динамической вязкости от температуры использовалась формула Сазерленда:

$$\mu_{air} = \frac{A_1 T^{3/2}}{T + A_2}, \text{ здесь } A_1 \text{ и } A_2 - \text{ экспериментальные}$$

константы.

Константа  $A_3$  для турбулентных течений равна  $(-2/3)$ .

### 5.3 Модель испарения, горения и столкновения капель

Решение задачи об испарении жидких капель и взаимодействии их с газовой фазой – чрезвычайно сложная проблема. Для того чтобы вычислить массу, момент импульса и теплообмен между испаряющейся каплей и газом, нужно принять во внимание распределение капель по размерам, по скоростям и температуре. Во многих течениях при расчете распыленных жидкостей необходимо учитывать колебания капель, искажения и разрывы. Для расчета двигателей внутреннего сгорания также очень важен учет столкновений капель между собой и их объединения в более крупные капли.

Математическая модель, которая способна объяснить эти сложные физические процессы, сводится к формулировке уравнения испарения. Из этого уравнения находится распределение функции плотности вероятности  $f$ , которая имеет десять независимых переменных дополнительно ко времени: три позиции капли по  $x$ , три компоненты скорости  $v$ , радиус  $r$ , температура  $T_d$  (принята одинаковой в пределах капли), отклонение от сферы  $y$  и изменение со временем отклонения  $dy/dt = \dot{y}$  [110-111, 113, 115, 122].

Безразмерная величина  $y$  пропорциональна перемещению поверхности капли из своей позиции равновесия на радиус капли  $r$ . Физический смысл функции капель  $f(x, v, r, T_d, y, \dot{y}, t)dvdrdT_d dyd\dot{y}$  - вероятное число капель в единице объема с координатой  $x$  и временем  $t$ , скоростями в интервале  $(v, v + dv)$ , радиусами в интервале  $(r, r + dr)$ , температурами в интервале  $(T_d, T_d + dT_d)$ , и параметрами смещения в интервалах  $(y, y + dy)$  и  $(\dot{y}, \dot{y} + d\dot{y})$ . Элемент жидкого объема  $\theta$ , определяется как:

$$\theta = \int f 4/3\pi r^3 dvdrdT_d dyd\dot{y}.$$

Макроскопическая плотность жидкой фазы  $\rho'_l$ , определена как:  $\rho'_l = \rho_d \theta$ ,

где  $\rho_d$  - микроскопическая плотность жидкой фазы, которая может, тем не менее, быть сравнимой с газовой плотностью, потому что отношение  $\rho_d$  к  $\rho$  велико. Величина  $\rho_d$  принята постоянной.

Изменение со временем функции  $f$  может быть получено путем решения уравнения испарения жидкой капли

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x(fv) + \nabla_v(fF) + \frac{\partial}{\partial r}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}(fT_d) + \frac{\partial}{\partial y}(f\dot{y}) + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f\ddot{y}) = \dot{f}_{coll} + \dot{f}_{bu} \quad (159)$$



В уравнении (155) величины  $F$ ,  $R$ ,  $T_d$ , и  $\dot{y}$  изменяются со временем, исходя из особенностей капли, ее скорости, радиуса, температуры, и скорости колебаний  $\dot{y}$ . Величины  $\dot{f}_{coll}$ ,  $\dot{f}_{bu}$  - источники, обусловленные столкновением и разрывом капель. Источник столкновения  $\dot{f}_{coll}$  может быть записан как:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{coll} = & \frac{1}{2} \iint f(x, v_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, t) f(x, v_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2, t) \pi(r_1 + r_2)^2 |v_1 - v_2| \times \\ & \times (\sigma(v, r, T_d, y, \dot{y}, v_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, v_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2) - \\ & - \delta(v - v_1) \delta(r - r_1) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1)) - \\ & - \delta(v - v_2) \delta(r - r_2) \delta(T_d - T_{d2}) \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2)) \times \\ & \times dv_1 dr_1 dT_{d1} dy_1 d\dot{y}_1 dv_2 dr_2 dT_{d2} dy_2 d\dot{y}_2. \end{aligned} \quad (160)$$

Здесь функция плотности вероятности столкновения  $\sigma$  определена как:  $\sigma dv dr dT_d dy d\dot{y}$  - вероятное число капель со свойствами в заданных интервалах, которые следуют из столкновения между каплями с заданными свойствами. Возможны два типа столкновений:

- если под воздействием столкновения параметр  $b$  уменьшается по сравнению с критической оценкой  $b_{cr}$ , то капли сливаются;
- если  $b$  превышает  $b_{cr}$ , то капли сохраняют свой размер и температуру, но их скорости подвергаются изменению.

Критический параметр воздействия  $b_{cr}$  определен как:

$$b_{cr}^2 = (r_1 + r_2)^2 \min(1.0, 2.4 f(y) / W_{eL}).$$

Здесь  $f(y) = y^3 - 2.4y^2 + 2.7y$ ,  $y = r_2 / r_1$ ,

$$W_e = \rho_d |v_1 - v_2| r_1 / a(\bar{T}_d), \quad (161)$$

$$\text{где } r_1 \leq r_2, \quad \bar{T}_d = \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3}.$$

Величина  $a$  – коэффициент поверхностного натяжения, который изменяется в пределах от значения  $a_0$  при начальной температуре  $T_0$  и до нуля при критической температуре  $T_{cr}$ . Выражение для функции плотности вероятности столкновения  $\sigma$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{b_{cr}^2}{(r_1 + r_2)^2} \delta \left[ r - (r_1^3 + r_2^3)^{\frac{1}{3}} \right] \delta \left[ v - \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2}{r_1^3 + r_2^3} \right] \delta \left| T_d - \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3} \right| \times \\ & \times \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2) + \frac{2}{(r_1 + r_2)^2} \times \\ & \times \int_{bcr}^{r_1+r_2} \delta(r - r_1) \delta(v - v'_1) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1) + \\ & + \delta(r - r_2) \delta(v - v'_2) \delta(T_d - T_{d2}) \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2) b db, \end{aligned}$$

где для  $v'_1$  и  $v'_2$  имеем:

$$\begin{aligned} v'_1 = & \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2 + r_2^3 (v_1 + v_2) \frac{b - b_{cr}}{r_1 + r_2 - b_{cr}}}{r_1^3 + r_2^3}, \\ v'_2 = & \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2 + r_1^3 (v_2 + v_1) \frac{b - b_{cr}}{r_1 + r_2 - b_{cr}}}{r_1^3 + r_2^3} \end{aligned} \quad (162)$$

Источниковый член, обусловленный разрывом капель  $\dot{f}_{bu}$ , выражается следующим образом [110, 122-123]:

$$\dot{f}_{bu} = \int f(x, v_1, r_1, T_{d1}, \dot{y}_1, t) \dot{y}_1 B(v, r, T_d, y, \dot{y}, v_1, r_1, T_{d1}, \dot{y}_1, x, t) dv_1 dr_1 dT_1 d\dot{y}_1 \quad (163)$$

Распад носит вероятностный характер, определяется функцией распределения  $B$ , определенная как  $BdvdrdTddy$  - это число капель в интервале, в котором происходит распад капель. Пусть после распада радиус капли подчиняется распределению:

$$g(r) = \frac{1}{\bar{r}} e^{-r/\bar{r}}. \quad (164)$$

Саутеровский средний радиус  $r_{32}$  - средний объемно-поверхностный радиус капель определяется формулой:

$$r_{32} = 3\bar{r} = \frac{r_1}{\frac{7}{3} + \frac{1}{8} \frac{\rho_d r_1^3}{a(T_{d1})} \dot{y}_1^2}. \quad (165)$$

Скорость получившейся капли также отличается от скорости материнской капли, скоростью с величиной  $\omega$  и с направлением, распространяющимся произвольно в плоскости нормали относительно вектора скорости между материнской каплей и газом. Найдем величину  $\omega$ :

$$\omega = 1/2 r_1 \dot{y}_1. \quad (166)$$

Выражение для  $B$  имеет вид:

$$B = g(r) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y) \delta(\dot{y}) \frac{1}{2\pi} \int \delta[v - (v_1 + \omega \vec{n})] d\vec{n}, \quad (167)$$

Определим функции, которые определяют траекторию движения каждой капли. В выражение для ускорения капли  $F$  вносят вклад, аэродинамическое сопротивление и сила тяжести [125-128]:

$$F = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{|u + u' - v|}{r} (u + u' - v) C_D + g. \quad (168)$$

Здесь  $C_D$  - коэффициент лобового сопротивления определяется как:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + 1/6 Re_d^{2/3}), Re_d < 1000 \\ 0.424, Re_d > 1000, \end{cases} \quad (169)$$

$$\text{где } Re_d = \frac{2\rho|u + u' - v|r}{\mu_{air}(\hat{T})}, \quad \hat{T} = \frac{T + 2T_d}{3}.$$

Турбулентная скорость газа  $u'$  добавлена к средней скорости газа при вычислении сопротивления капле и степени испарения. Предполагается, что каждый компонент  $u'$  взят из Гауссовского распределения со средним квадратным отклонением  $(2/3)k$ . Таким образом, принимается:

$$G(\bar{u}') = (4/3\pi\kappa)^{-3/2} \exp\left\{-3|\bar{u}'|^2 / 4\kappa\right\}$$

Значение величины  $u'$  выбирается один раз при каждом времени турбулентной корреляции  $t_{turb}$ , в противном случае остается постоянным. Время корреляции капли можно найти из соотношения:

$$t_{turb} = \min \left( \frac{\kappa}{\varepsilon}, c_{ps} \frac{\kappa^{3/2}}{\varepsilon} \frac{1}{|u + u' - v|} \right), \quad (171)$$

где  $c_{ps} = 0,16432$  - эмпирическая константа,  $t_{turb}$  - минимальным время разрыва капли. Степень изменения радиуса капли  $R$  определяется соотношением:

$$R = - \frac{(\rho D)_{air}(\widehat{T})}{2\rho_d r} \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_d, \quad (172)$$

где  $Sh_d$  – число Шервуда для переноса массы,  $Y_1^*$  – массовая доля паров топлива на поверхности капли,  $Y_1 = \rho_1/\rho$ ,  $(\rho D)_{air}(\widehat{T})$  – коэффициент диффузии паров топлива в воздухе. Число Шервуда определяется как:

$$Sh_d = (2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc_d^{1/2}) \frac{\ln(1 + B_d)}{B_d}, \quad (173)$$

$$\text{где } Sc_d = \frac{\mu_{air}(\widehat{T})}{\rho D_{air}(\widehat{T})} \text{ и } B_d = \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*}.$$

Поверхностная массовая доля  $Y_1^*$  может быть получена из выражения:

$$Y_1^*(T_d) = \frac{W_1}{W_1 + W_0 \left( \frac{p}{p_0(T_d)} - 1 \right)}, \quad (174)$$

где  $W_0$  – локальная средняя молярная масса для всех разновидностей паров топлива, а  $p_0(T_d)$  – равновесное давление паров топлива при температуре  $T_d$ . Температура капли является однородной, а парциальное давление паров топлива на поверхности капельки равняется равновесному давлению пара. Для диффузии пара в воздухе используется эмпирическое соотношение:  $(\rho D)_{air}(T) = D_1 T^{D_2}$ , где  $D_1$  и  $D_2$  – константы. Изменение температуры капли обусловлено уравнением баланса энергии [110, 120]:

$$\rho_d \frac{4}{3} \pi r^3 c_l \dot{T}_d - \rho_d 4\pi r^2 RL(T_d) = 4\pi r^2 Q_d, \quad (175)$$

где  $c_l$  – удельная теплоемкость жидкости,  $L(T_d)$  – удельная теплота парообразования, и  $Q_d$  – теплопроводность на поверхности капли в единичном объеме. Уравнение (175) означает, что энергия, подводимая к капле, нагревает ее, вследствие чего происходит испарение. Теплопроводность  $Q_d$  можно определить из следующего соотношения:

$$Q_d = \frac{K_{air}(\widehat{T})(T - T_d)}{2r} Nu_d, \quad (176)$$

в котором:

$$Nu_d = (2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr_d^{1/2}) \frac{\ln(1 + B_d)}{B_d} - \text{число Нуссельта,}$$

$$Pr_d = \frac{\mu_{air}(\widehat{T})c_p(\widehat{T})}{K_{air}(\widehat{T})} - \text{число Прандтля,}$$

$$K_{air}(\widehat{T}) = \frac{K_1 \widehat{T}^{3/2}}{\widehat{T} + K_2},$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении и при температуре  $\widehat{T} = (T + 2T_d)/3$ ,  $K_1$  и  $K_2$  – константы.

Уравнение для ускорения и для параметров изменения капли имеет следующий вид:

$$\ddot{y} = \frac{2}{3} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{(u + u' - v)^2}{r^2} - \frac{8a(T_d)}{\rho_d r^3} y - \frac{5\mu(T_d)}{\rho_d r^2} \dot{y}, \quad (177)$$

где  $\mu(T_d)$  – вязкость жидкости. Уравнение (177) – это уравнение затухающих гармонических колебаний, в котором внешняя сила обеспечивается газовыми аэродинамическими силами капли, возвратная сила обеспечивается поверхностными силами напряженности, а затухание происходит за счет вязкости жидкости.

Функции:  $\dot{\rho}^s, \dot{F}^s, \dot{Q}^s, \dot{W}^s$  получены суммированием коэффициентов изменения: массы, скорости движения и энергии всех капель, находящихся в положении  $\mathbf{x}$  в момент времени  $t$ . Тогда имеем [129-130]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}^s &= -\int f \rho_d 4\pi r^2 R dv dr dT_d dy dy, \\ F^s &= -\int f \rho_d (4/3\pi r^3 \bar{F}' + 4\pi r^2 Rv) dv dr dT_d dy dy, \\ \dot{Q}^s &= -\int f \rho_d \{4\pi r^2 R [I_1(T_d) + 1/2(\bar{v} - \bar{u})] + 4/3\pi r^3 [c_i \dot{T}_d + \bar{F}'(\bar{v} - \bar{u} - \bar{u}')]\} dv dr dT_d dy dy, \end{aligned} \quad (178)$$

$$\dot{W}^s = -\int f \rho_d 4/3\pi r^3 \bar{F}' \cdot \bar{u}' dv dr dT_d dy dy,$$

где  $F' = F - g$ .

Здесь  $\dot{\rho}^s, \dot{F}^s, \dot{Q}^s$  – скорости изменения массы, импульса и энергии всех капель, имеющих радиус - вектор  $\bar{x}$  в момент времени  $t$ .  $\dot{W}^s$  – скорость, при которой турбулентные вихри совершают работу по распространению впрыскиваемых капель.

Для расчета колебаний и дробления капель нам требуется два дополнительных уравнения для  $u_p$  и  $\dot{y}_p$ . Величина  $u_p$  пропорциональна смещению поверхности капель из состояния равновесия, градуированному радиусом капли.

Капля распадается, тогда и только тогда, если  $y_p$  превышает единицу.

Для обновлений значений  $y_p$  и  $\dot{y}_p$  каждого вычислительного цикла используем уравнение:

$$y(t) = \frac{We}{12} + \exp(-t/t_d) \left[ \left( y(0) - \frac{We}{12} \right) \cos \varpi t + \frac{1}{\varpi} \left( \dot{y}(0) + \frac{y_0 - \frac{We}{12}}{t_d} \right) \sin \varpi t \right], \quad (179)$$

в котором:  $We = \frac{\rho u^2 r}{\alpha}$  - число Вебера,  $u$  - относительная скорость между каплей и газом,  $\alpha$  - коэффициент поверхностного натяжения,  $t_d = \frac{2}{5} \frac{\rho_d r^2}{\mu_l}$  - время вязкого затухания,

$\mu_l$  - вязкость жидкости и  $\varpi^2 = 8 \frac{\alpha}{\rho_d r^3} - \frac{1}{t_d^2}$  - квадрат частоты колебаний.

Запишем начальные и граничные условия задачи о горении жидких топлив в камере сгорания. в начальный момент времени газ находится в состоянии покоя и начальное распределение температуры постоянно:

$$t=0: u=0; v=0; w=0; T=T_0.$$

На стенках для поля скорости задается турбулентный закон стенки, тангенциальная компонента скоростей которого определяется логарифмическим профилем:

$$\frac{v}{u^*} = \begin{cases} 1/k \ln \left( c_l \omega \zeta^{7/8} \right) & \zeta > R_c, \\ \zeta^{1/2} & \zeta < R_c, \end{cases}$$



где  $\zeta = \frac{\rho y v}{\mu_{air}(T)}$  - число Рейнольдса, определенное по

скорости газа относительно стенки:

$$v = \left| \vec{u} - \omega_{wall} \vec{k} \right| \text{ на расстоянии } y \text{ от стенки, } u^* - \text{ди}$$

намическая скорость, которая соотносится с тангенциальными компонентами напряжения стенки следующим образом:

$$\vec{\sigma} \omega - (\vec{\sigma} \omega \cdot \vec{n}) \vec{n} = \rho (u^*)^2 \frac{\vec{v}}{v},$$

$$\text{где } \vec{v} = \vec{u} - \omega_{wall} \vec{k}, \quad k = \sqrt{c_{\mu}^{\frac{1}{2}} (c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1}) \text{Pr}_{\varepsilon}},$$

$$B = R_c^{\frac{1}{2}} - 1/k \ln \left( c_{l\omega} R_c^{\frac{7}{8}} \right).$$

Температура на стенке задается фиксированной и для нее используется условие турбулентного закона стенки:

$$\frac{J_{\omega}}{\rho u^* c_p (T - T_{\omega})} = \begin{cases} 1 / \left( \text{Pr}_l \frac{v}{u^*} \right), & \zeta \leq R_c, \\ 1 / \left\{ \text{Pr} \left[ \frac{v}{u^*} + \left( \frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}} - 1 \right) R_c^{1/2} \right] \right\}, & \zeta > R_c, \end{cases}$$

здесь  $\text{Pr}_l$  - число Прандтля для ламинарного потока.

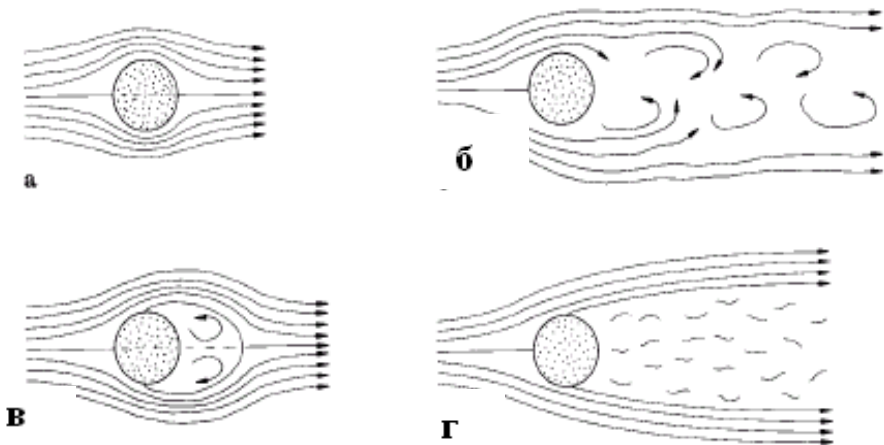
Граничные условия для кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$  имеют вид:

$$\nabla k \cdot \vec{n} = 0, \quad \varepsilon = c_{\mu\varepsilon} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{y}, \quad c_{\mu\varepsilon} = \left[ \frac{c_{\mu}}{\text{Pr}_{\varepsilon}(c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1})} \right]^{\frac{1}{2}}$$

На выходе для поля скорости граничное условие можно записать так:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0$$

Основными и важнейшими свойствами процесса горения топлива являются следующие параметры и характеристики: значение числа Рейнольдса, значение числа Вебера, числа Онезорге, коэффициент аэродинамического сопротивления капли и т.д. Рассмотрим все перечисленные параметры горения жидкого топлива более подробно. Число Рейнольдса показывает соотношение между инерционными силами и силами трения или вязкости в потоке жидкости или газа и используется для характеристики режима потока текучей среды, как показано на рисунке 74. При числе Рейнольдса ниже критического поток будет ламинарным (а); выше критического - развивается вихревой поток, скорость и давление которого изменяются стохастически около среднего значения. Часто зависящее от длины число Рейнольдса используется для того, чтобы вычислить точное расстояние, при котором поток становится не ламинарным, а вихревым (б, в).



- а) ламинарный поток  $Re < 4$ ,  
 б) формирование попутного потока  $4 < Re < 40$ ,  
 в) периодический попутный поток  $40 < Re < 300$ ,  
 г) нерегулярный попутный поток  $5 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$

Рисунок 74 - Зависимость режима потока текучей среды от числа Рейнольдса

Толщина граничного слоя в теории пограничного ламинарного слоя обратно пропорциональна корню из числа Рейнольдса. Если число Рейнольдса становится слишком большим или слишком маленьким, это приводит к упрощению уравнений Навье - Стокса. Если кинематическая вязкость  $\nu = \eta / \rho$  стремится к нулю, то число Рейнольдса стремится к бесконечности  $Re \rightarrow \infty$ .

Если число Рейнольдса очень велико, то применим случай потока идеальной жидкости (уравнение Эйлера). Случай  $Re \rightarrow 0$  получен для очень вязких жидкостей ( $\eta \rightarrow \infty$ ), для потока жидкости в вакуумных трубах ( $\rho \rightarrow 0$ ), для потока вокруг маленьких тел ( $L \rightarrow 0$ ) и для потоков с низкой скоро-

стью ( $v \rightarrow 0$ ). В этих случаях инерционными силами можно пренебречь посредством чего нелинейная составляющая в уравнениях Навье - Стокса обращается в ноль и решение существенно упрощается.

Число Вебера - критерий подобия в гидродинамике, определяющий отношение инерции жидкости к поверхностному натяжению. Число Вебера связывает силу поверхностного натяжения с объёмными силами. Оно может быть определено как:

$$We = \frac{\rho u^2 r}{\alpha},$$

где  $u$  - скорость,  $\rho$  - плотность,  $\alpha$  - коэффициент поверхностного натяжения. Для больших чисел Вебера инерционные силы имеют определяющую роль, в то время как для маленьких чисел Вебера силы поверхностного натяжения значительны. Число Вебера имеет значение при формировании волн на свободных поверхностях, для потоков жидкости в капиллярах и каналах, а также при формировании капель. Чем больше число Вебера, тем сильнее деформируется капля, и больше отличие коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_R$  капли от  $C_R$  сферы. Поэтому коэффициент аэродинамического сопротивления капли должен зависеть не только от числа  $Re$ , но и от числа  $We$ , т.е.  $C_R = f(Re, We)$ . Поскольку число Вебера изменяется вдоль траектории полета капли, то вместо него целесообразно использовать число Онезорге, представляющее собой комбинацию чисел  $Re$  и  $We$ :

$$On = \frac{Re^2}{We} = \frac{\rho_g \sigma_p d_p}{\mu_p^2},$$

где  $\mu_p$  коэффициент динамической вязкости капли,  $d_p$  – диаметр капли,  $\rho_g$  – плотность воздуха,  $\sigma_p$  – коэффициент поверхностного натяжения капли. Достоинством числа Онезорге является его независимость от относительной скорости обтекания капли. Это обеспечивает неизменность числа Онезорге при расчете движения капли в потоке, тогда испарением капли можно пренебречь. Неизменность числа Онезорге упрощает выявление его влияния на коэффициент аэродинамического сопротивления капли.

#### **5.4 Физическая модель задачи о горении жидкого топлива**

Для проведения теоретического исследования тепло-массопереноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках жидких топлив в камерах сгорания в предыдущем разделе монографии получены основные уравнения математической модели, описывающей процессы их распыла, воспламенения и горения. Модель протестирована в работе [121, с.31-39] на экспериментальных данных работы [126]. Результаты численного моделирования и данные эксперимента находятся в хорошем согласии.

Для проведения вычислительных экспериментов по численному моделированию процессов тепло-массопереноса при горении жидкого топлива в реальных камерах сгорания, в работе использовался пакет компьютерных программ «*KIVA-KOAL-IV*» и модель цилиндрической камеры высотой  $H=15\text{см}$ , радиусом  $R=2\text{см}$ , в которой заданы следующие начальные условия: температура - 900К, давление - 32 Бар. Жидкое топливо массой - 0,006 г, впрыскивается в камеру сгорания через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры, как показано на рис. 75. После процесса впрыска происходит быстрое испарение топлива, и сгорание его осуществляется в газовой фазе [119-121, 131-132].

В данной работе исследовалось 2 вида жидких топлив: тетрадекан и гексадекан.

*Тетрадекан.* Теоретически возможно 1858 структурных изомеров с таким числом атомов. Является составным компонентом дизельного топлива.

Физические свойства: бесцветная жидкость, температура плавления составляет 5,863 °С, температура кипения составляет 253,52 °С, плотность тетрадекана равна 0,765, молекулярная масса (в а.е.м\*) - 198,4. Тетрадекан в воде не растворим и его химическая формула -  $C_{14}H_{30}$  [105, с.36-41]. Зависимость давления паров от температуры для тетрадекана приведена в таблице 8 [112, р.195-207].

*Гексадекан.* Теоретически возможно 10359 структурных изомеров с таким числом атомов. Является идеальным дизельным топливом, его используют как эталон для оценки качества дизельного топлива. Химическая формула гексадекана -  $C_{16}H_{34}$ , температура плавления - 18,2 °С, температура кипения - 286,8 °С. Гексадекан в воде не растворим, его плотность равна 0,7751 [112]. В таблице 8 приведена зависимость давления паров от температуры для гексадекана [105].

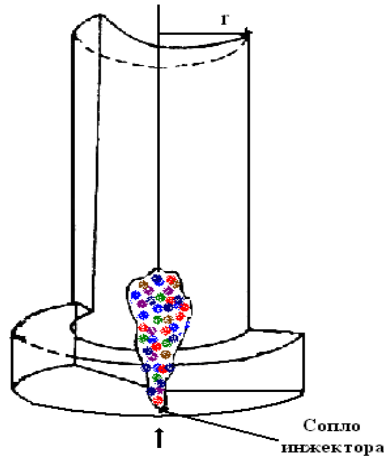


Рисунок 75 - Геометрия камеры сгорания

Таблица 8 - Зависимость давления паров от температуры для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и гексадекана  $C_{16}H_{34}$

Тетрадекан $C_{14}H_{30}$		Гексадекан $C_{16}H_{34}$	
Давление паров, мм.рт.ст.	Температура, °C	Давление паров, мм.рт.ст.	Температура(°C)
1	80	1	105
10	121,9	10	149
40	154	40	182,8
100	179,5	100	209,5
400	226,9	400	259

Ниже методами численного моделирования будет проведено исследование влияния самых важных характеристик течения (угол впрыска и число Вебера  $We$ ) на процессы распыла, воспламенения и горения жидкого топлива.

### 5.5 Влияние угла впрыска жидких топлив: тетрадекана и гексадекана на процессы самовоспламенения и горения

В данном разделе монографии были проведены вычислительные эксперименты по численному моделированию процесса горения жидкого топлива и исследовано влияние угла распыла впрыскиваемого топлива на его самовоспламенение и сгорание в камере сгорания. Результаты численного моделирования приведены на рисунках 76-84.

Как видно из рисунка 76 угол впрыска жидкого топлива состоит из двух углов:  $cone$  и  $dcone$ . В случае, когда  $cone = dcone$  угол распыла представляет собой по форме полный конус (рис. 76 а). Но при неравенстве углов  $cone$  и  $dcone$ , как изображено на рис. 76 (б), впрыск жидкого топлива представляет собой по форме полый конус, ширина которого равна  $dcone$ .

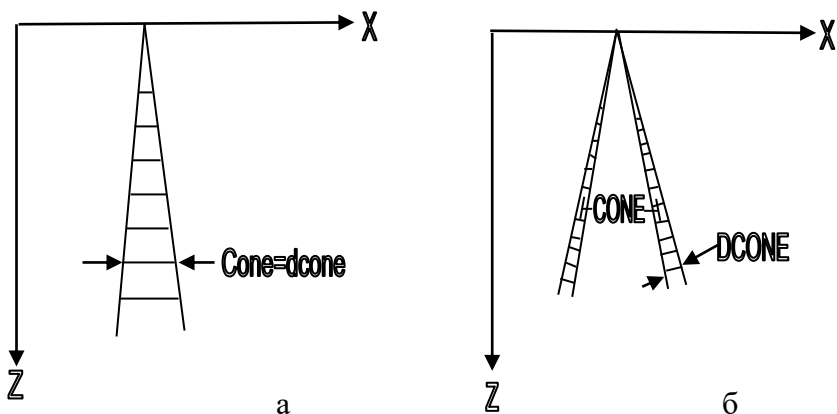


Рисунок 76 - Модель впрыска топлива в камеру сгорания

[112]

Результаты численного моделирования процесса горения тетрадекана и гексадекана в камере сгорания при равенства углов впрыска  $cone = dcone = 5^0$ , приведены в таб-



лице 9 и на рисунке 77. Анализ данных таблицы 9 показывает, что в этом случае значения максимального радиуса частиц, максимальной температуры в камере сгорания и относительной концентрации углекислого газа выше для гексадекана  $C_{16}H_{34}$ , чем для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$ .

Таблица 9 - Характеристики процесса горения жидких топлив при  $cone=dcone$

Химическая формула топлива	Максимальный радиус частиц, мкм	Максимальная температура в камере сгорания, К	Относительная концентрация углекислого газа, г/г
$C_{14}H_{30}$	8,44	2336,41	0,1437
$C_{16}H_{34}$	14,75	2351,59	0,1438

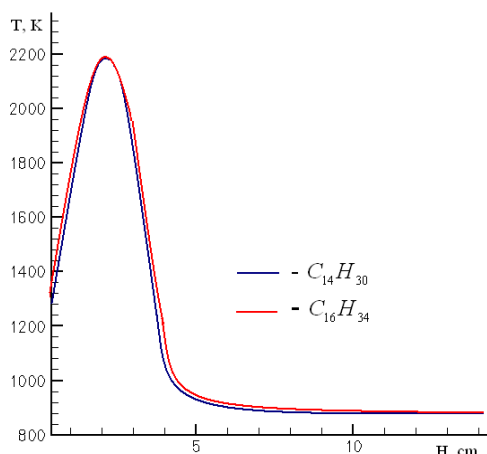


Рисунок 77 - Распределение температуры по высоте камеры сгорания в момент времени  $t = 1.29 \cdot 10^{-3}$  с для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и гексадекана  $C_{16}H_{34}$

Анализ кривых, представленных рисунке 77, показывает, что максимальная температура в камере сгорания для двух топлив достигается в нижней части камеры. Кривые распределения температур для гексадекана и тетрадекана по высоте камеры близки и разница максимальных температур составляет 15,18 К.

Результаты численного моделирования процесса горения тетрадекана и гексадекана в камере сгорания при неравенстве углов впрыска: угол  $cone$  менялся от  $10^0$  до  $90^0$  с шагом  $10^0$ , а угол  $dcone$  оставался постоянным и равен  $5^0$ , приведены в таблицах 10-11 и на рисунках 78-79. Значения максимального радиуса частиц, максимальной температуры в камере сгорания и относительной концентрации углекислого газа для тетрадекана и гексадекана приведены в таблицах 10-11.

Таблица 10 - Характеристики процесса горения жидких топлив при неравенстве углов  $cone$  и  $dcone$  для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$

$Cone, 0$	Максимальный радиус частиц, мкм	Максимальная температура в камере сгорания, К	Относительная концентрация углекислого газа, г/г
10	8,44	2336,12	0,1436
20	11,03	2333,72	0,1455
30	12,72	2331,03	0,1471
40	9,45	2329,37	0,1483
50	10,02	2327,87	0,1489
60	9,57	2325,09	0,1491
70	10,69	2320,78	0,1493
80	9,68	2314,69	0,1492
90	8,55	2310,72	0,1492

Таблица 11 - Характеристики процесса горения жидких топлив при неравенстве углов  $cone$  и  $dcone$  для гексадекана  $C_{16}H_{34}$

$Cone, ^\circ$	Максимальный радиус частиц, мкм	Максимальная температура в камере сгорания, К	Относительная концентрация углекислого газа, г/г
10	14,76	2351,59	0,1437
20	10,98	2349,16	0,1454
30	9,54	2344,69	0,1468
40	8,67	2339,75	0,1485
50	9,79	2337,06	0,1487
60	8,89	2333,03	0,1488
70	9,57	2329,03	0,1489
80	9,91	2321,03	0,1489
90	11,14	2315,63	0,1491

На рисунках 78 и 79 представлена графическая интерференция результатов численного моделирования (максимальная температура и относительная концентрация углекислого газа) для случая неравенства углов:  $cone \neq dcone$ .

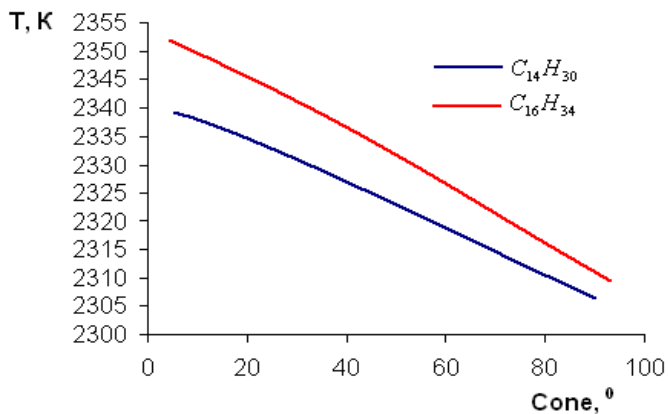


Рисунок 78 - Распределение максимальной температуры (К) в камере сгорания в зависимости от угла впрыска для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и гексадекана  $C_{16}H_{34}$

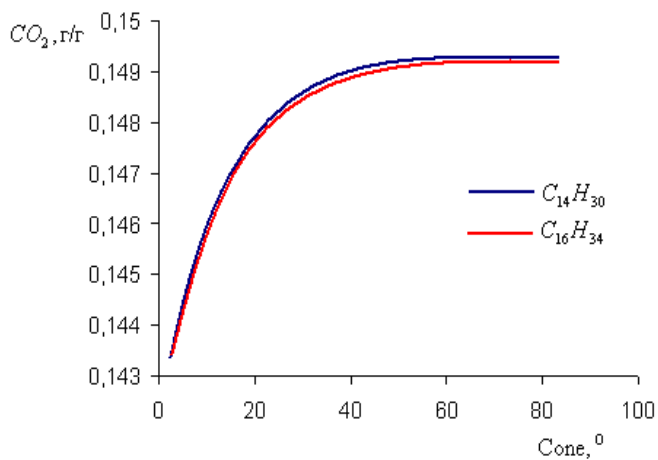


Рисунок 79 - Распределение относительной концентрации углекислого газа в зависимости от угла впрыска для тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и гексадекана  $C_{16}H_{34}$

Анализ данных таблиц 10-11 и кривых на рисунках 78 и 79 показывает, что при равенстве углов:  $\text{cone} = \text{dcone} = 5^\circ$  жидкие топлива горят с выделением наибольшей температуры в камере сгорания и наименьшим выделением углекислого газа. Это позволяет сделать вывод о том, что для эффективной организации процесса самовоспламенения и горения как тетрадекана  $C_{14}H_{30}$ , так и гексадекана  $C_{16}H_{34}$  лучше производить впрыск при равенстве углов  $\text{cone}$  и  $\text{dcone}$ .

### 5.6 Численное моделирование процессов самовоспламенения

На рисунках 80-84 представлены результаты 3D моделирования процессов самовоспламенения: поля температуры, концентраций паров углекислого газа, концентраций паров топлива и распределение капель по радиусам для двух видов жидкого топлива: тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и гексадекана  $C_{16}H_{34}$  при равенстве углов  $\text{cone}$  и  $\text{dcone}$ .

Сравнительный анализ рисунка 80 показывает, что воспламенение возникает в одинаковый момент времени и на одной высоте относительно камеры для этих двух видов топлив, но очаг воспламенения для тетрадекана занимает больший объем по ширине камеры. Однако процесс горения гексадекана в камере сгорания проходил быстрее и с большим выделением тепла, чем для тетрадекана.

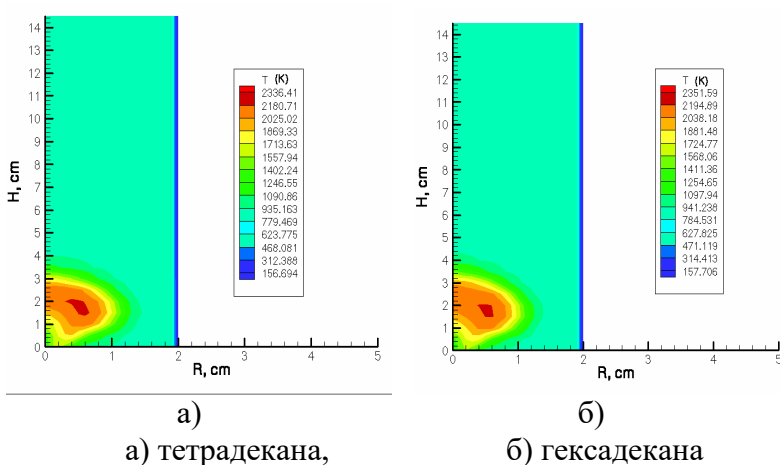


Рисунок 80 - Поля температуры в момент самовоспламенения  $t=1.29 \cdot 10^{-3}$  с при горении

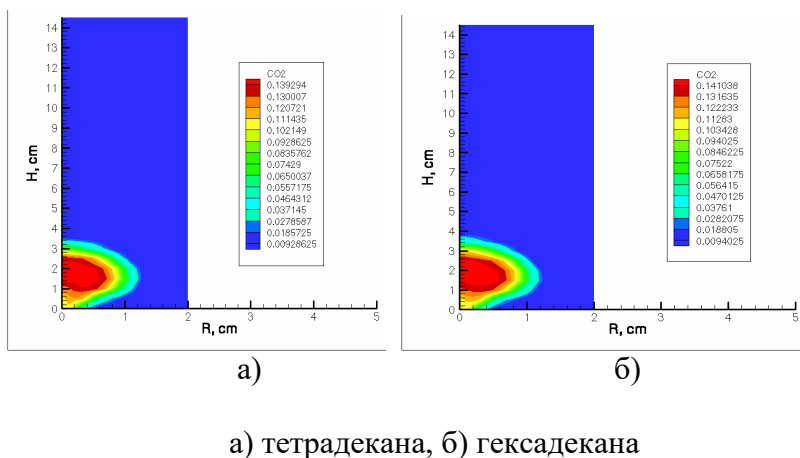


Рисунок 81 – Распределения концентраций паров углекислого газа в момент время самовоспламенения

При детальном изучении рисунка 81 видно, что при самовоспламенении пары углекислого газа для гексадекана занимают больший объем по ширине камеры и поднимаются на большую высоту, чем пары тетрадекана.

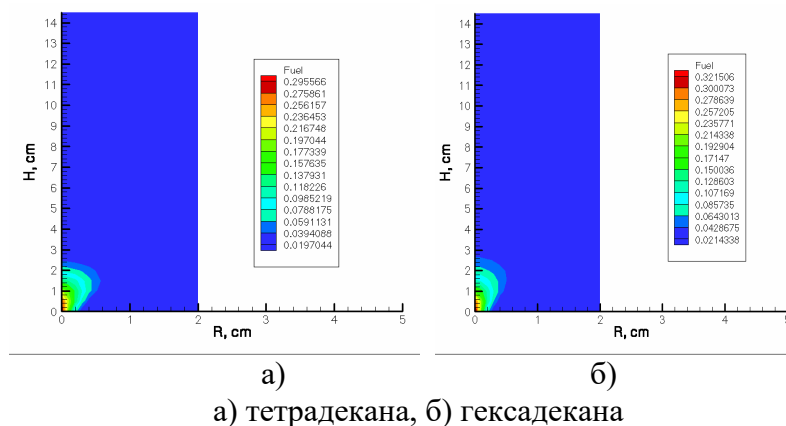
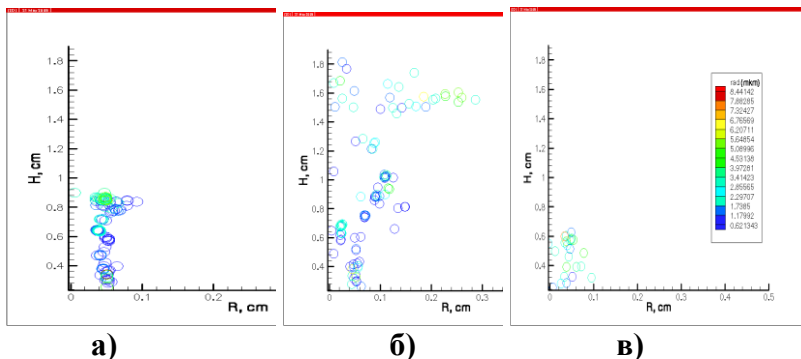


Рисунок 82 - Распределения концентрации паров топлива в момент время самовоспламенения

Как показано на рисунке 82 в момент самовоспламенения пары гексадекана поднялись на большую высоту, но очаг горения тетрадекана и его пары распространились на больший объем. При горении двух топлив концентрация паров гексадекана выше (случай б), чем для тетрадекана (случай а).

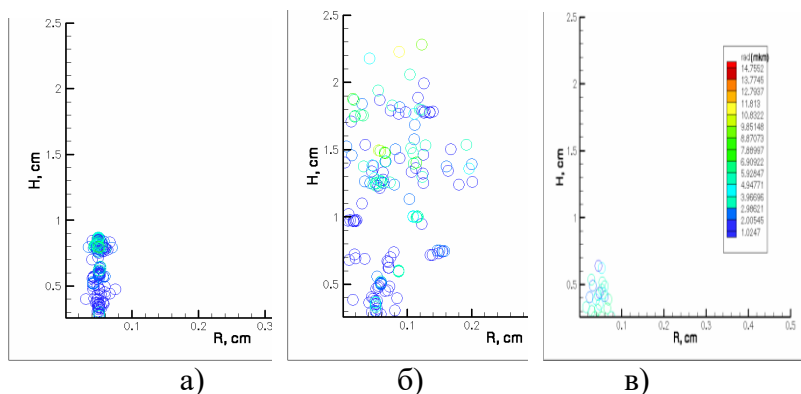


а)  $t=1.5 \cdot 10^{-4}$  с, б)  $t= 3.91 \cdot 10^{-4}$  с, в)  $t=8.94 \cdot 10^{-4}$  с

Рисунок 83 - Распределение капель по радиусам для тетрадекана в моменты времени

На рисунке 83 представлено распределение капель по радиусам при впрыскивании тетрадекана. Анализ рисунка показывает, что с увеличением времени распыла радиус капель увеличивается, что свидетельствует о соударении и слиянии частиц. При этом капли топлива распространяются на 1,8 см по длине и 0,3 см по ширине камеры сгорания (рис.83 б). К моменту времени  $t=8.94 \cdot 10^{-4}$  с (рис. 83 в) капли практически испарились и занимают только нижнюю часть камеры.





а)  $t=1.5 \cdot 10^{-4}$  с, б)  $t= 3.91 \cdot 10^{-4}$  с, в)  $t=8.94 \cdot 10^{-4}$  с

Рисунок 84 - Распределение капель по радиусам для гексадекана в моменты времени

Анализ рисунка 84 показывает, что капли гексадекана ведут себя аналогично лишь с той разницей, что они распространяются на высоту 2,5 см и по ширине 0,2 см камеры сгорания (рис.84 б). К моменту времени  $t=8.94 \cdot 10^{-4}$  с (рис. 84 в) капли гексадекана испаряются и занимают только нижнюю часть камеры.

### 5.7 Численное моделирование процессов распыла и горения жидкого топлива при высоких числах Вебера

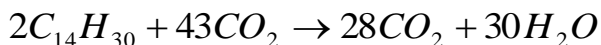
В данном разделе монографии были проведены вычислительные эксперименты по горению тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  и исследовано влияние высоких чисел Вебера на его распыл и горение в камере сгорания. Числа Вебера менялись от 4 до 9 с интервалом 0,5. Тетрадекан с температурой 300 К впрыскивается в камеру сгорания (рисунок 85) через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры. Камера сгорания представляет собой цилиндр высо-

той 15 см и радиусом 2 см, заполненный воздухом при температуре 900 К и при давлении 32 бар. После впрыска топлива происходит быстрое его испарение. Далее пары тетрадекана смешиваются с окислителем, и сгорание его осуществляется в газовой фазе. Процесс горения жидкого топлива является быстро протекающим, и его длительность составляет в среднем 4 мс.



Рисунок 85 - Геометрия камеры сгорания

Химическая кинетика процесса горения тетрадекана представлена уравнением:



Тетрадекан  $C_{14}H_{30}$  - это органическое соединение класса алканов, содержится в нефтепродуктах, и как один из компонентов входит в состав дизельного топлива. Результаты численного моделирования процессов распыла и горения тетрадекана (максимальный радиус частиц, максимальная температура, относительная концентрация топлива, отно-

сительная концентрация воды) при различных значениях чисел Вебера представлены в табл.12. Анализ данных таблицы показывает, что при высоких числах Вебера ( $We = 8$ ) процесс горения происходит наилучшим образом: радиус впрыскиваемых капель минимален ( $r=6,64$  мкм), а температура максимальна ( $T=1421,4$ ).

Таблица 12 - Характеристики процесса горения тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  при различных числах Вебера

Значение числа Вебера	Максимальный радиус частиц, мкм	Максимальная температура в камере сгорания, К	Относительная концентрация топлива, г/г	Относительная концентрация воды, г/г
4,5	7,65	1418,41	0,1106	0,0199
6	9,68	1408,84	0,0991	0,0194
8	6,64	1421,41	0,0912	0,0210

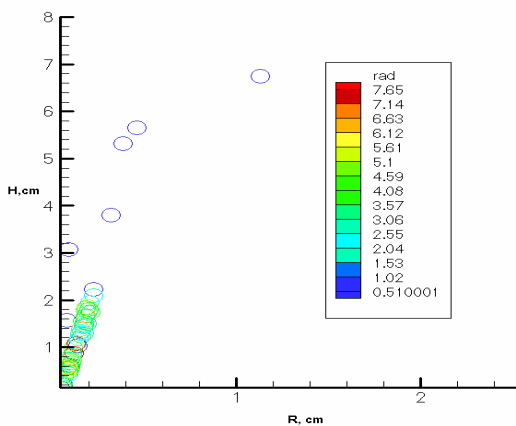


Рисунок 86 - Распределение капель тетрадекана по радиусам в момент времени:  $t=1.5 \cdot 10^{-4}$  с,  $We=4.5$

Результаты 3D моделирования горения тетрадекана при различных числах Вебера представлены на рисунках 86-97. Можно заметить, что при  $We=4.5$  капли тетрадекана  $C_{14}H_{30}$  скапливаются преимущественно в нижней части камеры сгорания и их радиус меняется от 1.02 до 7.65 микрон.

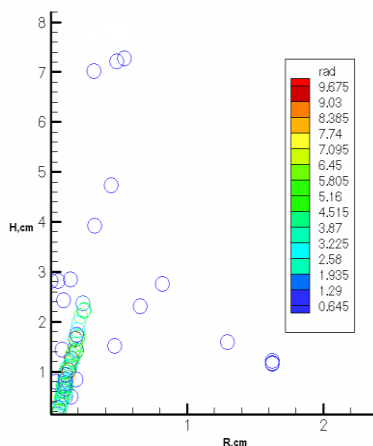


Рисунок 87 - Распределение капель тетрадекана по радиусам в момент времени:  $t=1.5 \cdot 10^{-4}$  с, при  $We=6$

На рисунке 87, при значении числа Вебера равном 6, распыл жидкого топлива протекает более эффективно по сравнению со случаем, когда  $We=4.5$  (рисунок 86). Здесь капли распыляются на больший объем камеры сгорания ( $H > 7$  см,  $R \approx 1,8$ ), а радиусы капель лежат в интервале от 0.645 до 7.095 микрон.

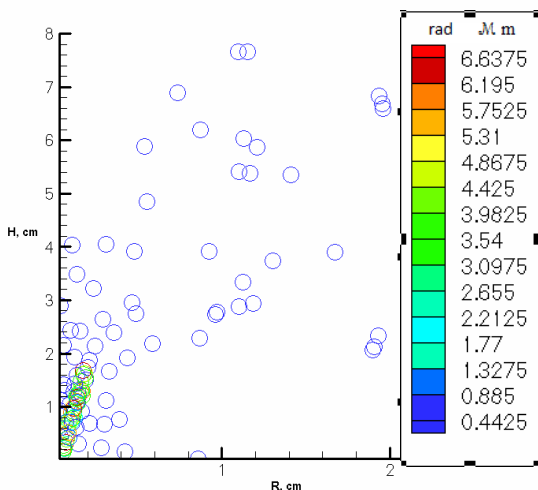


Рисунок 88 - Распределение капель тетрадекана по радиусам в момент времени:  $t=1.5 \cdot 10^{-4}$  с, при  $We=8$

На рисунке 88 представлены аналогичные результаты при  $We=8$ . Мы видим, что в этом случае капли тетрадекана имеют размер от 0.442 до 6.2 микрон, что всюду меньше по сравнению с размерами капель при числах Вебера: 4 и 6. При этом наблюдается наилучший распыл топлива, а именно, капли распределяются на 8 см по высоте и на 2 см по ширине камеры сгорания. Результаты, представленные на рисунках 86-88 можно объяснить тем, что с увеличением числа Вебера инерциальные силы, действующие на капли растут, деформируя капли, что приводит к их разрыву и лучшему распылу в объеме камеры сгорания.

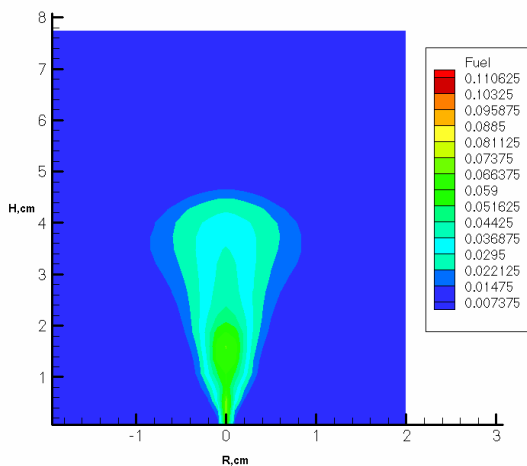


Рисунок 89 - Распределение концентрации топлива тетрадекана в момент времени  $t = 6.36 \cdot 10^{-4}$  с, при  $We=4.5$

На рисунках 89-91 приведены расчетные данные для концентрации топлива при различных значениях чисел Вебера. При  $We=4.5$  распыл протекает не так интенсивно (рисунок 89), топливо воспламеняется менее эффективней, чем при больших значениях числа Вебера, как это будет показано на следующих рисунках и значения концентрации топлива лежат в пределах от 0.05 до 0.07 г/г.

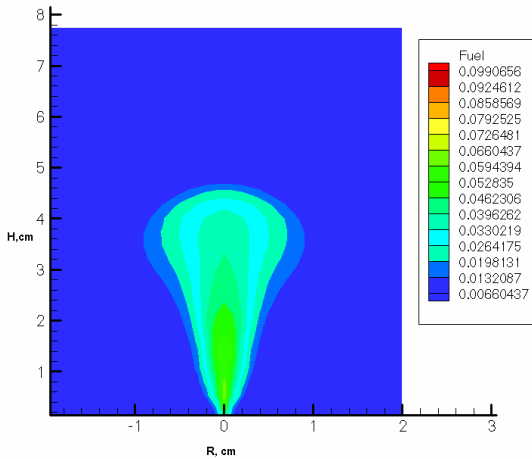


Рисунок 90 - Распределение концентрации топлива тетрадекана в момент времени  $t = 6.382 \cdot 10^{-4}$  с, при  $We=6$

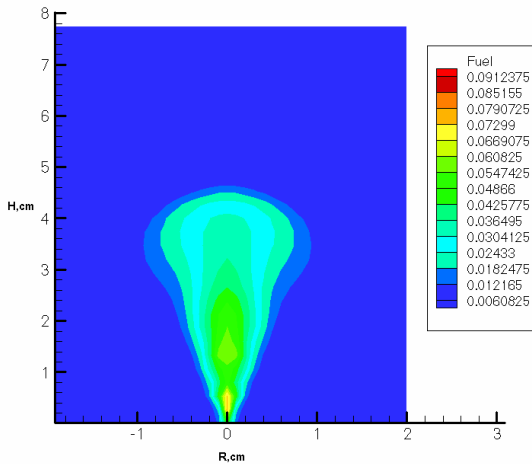


Рисунок 91 - Распределение концентрации топлива тетрадекана в момент времени  $t = 6.393 \cdot 10^{-4}$  с, при  $We=8$

При  $We=6$  зона горения увеличивается (рисунок 90), что говорит о большей интенсивности процесса, значения концентрации топлива меняются от 0.05 до 0.06 г/г. Самое эффективное сгорание и соответственно, наименьшая концентрация топлива, которая лежит в пределах от 0.03 до 0.05 г/г наблюдается при  $We=8$  (рисунок 91). В этом случае увеличивается и зона горения, факел становится шире. Таким образом, можно сделать вывод о том, что рост числа Вебера улучшает распыл и воспламенение жидкого топлива, горение происходит быстрее и эффективнее. Это можно объяснить тем, что число Вебера определяет отношение инерционных сил к силам поверхностного натяжения. При больших числах Вебера инерциальные силы имеют определяющую роль: жидкие капли сильнее деформируются, быстрее разрываются, увеличивается реагирующая поверхность, улучшается горение. Расчетные данные для температуры при различных значениях чисел Вебера приведены на рисунках 92-94. На рисунке 92 показано поле температуры при сжигании тетрадекана для чисел Вебера:  $We=4.5$ . Мы видим, что значения температуры меняются в интервале от 756 К до 1418 К. На рисунке 93 показано распределение температуры при сжигании тетрадекана при  $We=6$ . Значение температуры меняется от 751 К до 1408 К. Горение охватывает большую часть камеры сгорания и протекает интенсивно и с высокой температурой. Область максимальных температур на данном рисунке больше чем на рисунке 92, это обусловлено тем, что при увеличении числа Вебера до 6 улучшаются характеристики процесса горения



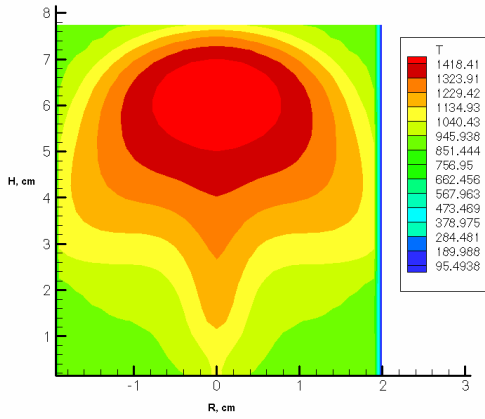


Рисунок 92 - Распределение температуры  $T$  в момент времени  $t = 6.36 \cdot 10^{-4}$  с при сжигании тетрадекана ( $We=4.5$ )

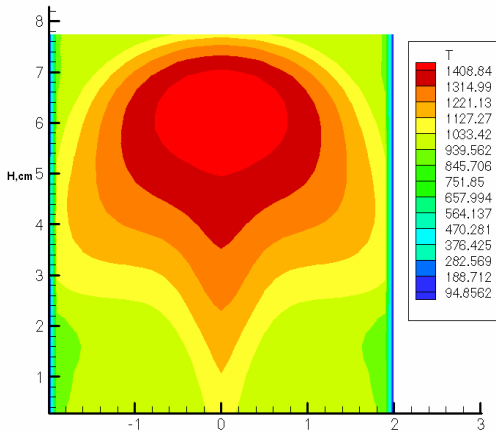


Рисунок 93 - Распределение температуры  $T$  в момент времени  $t = 6.382 \cdot 10^{-4}$  с, при сжигании тетрадекана ( $We=6$ )

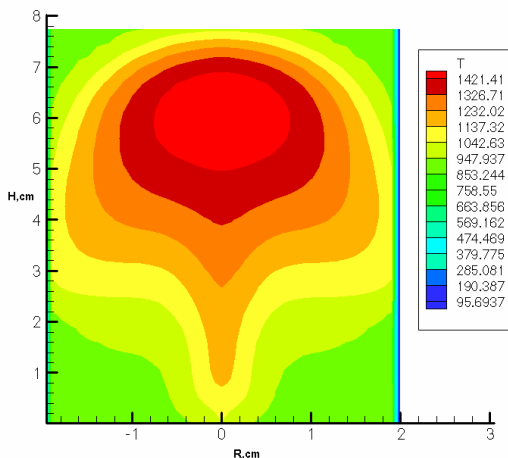


Рисунок 94 - Распределение температуры  $T$  в момент времени  $t = 6.393 \cdot 10^{-4}$  с, при сжигании тетрадекана при  $We=8$

Распределение температуры по объему камеры сгорания при сжигании тетрадекана для чисел Вебера:  $We=8$  показано на рисунке 94. В этом случае температура лежит в интервале от  $758\text{ K}$  до  $1421\text{ K}$ , а горение охватывает большую часть камеры сгорания и протекает интенсивно и с высокой температурой (на данном рисунке температура максимальна и равна  $1421\text{ K}$ ). Область максимальных температур на рисунке 94 наибольшая по сравнению с рисунками (92 - 93), это обусловлено тем, что при увеличении числа Вебера улучшаются характеристики процесса горения.

В настоящем разделе монографии проведено численное моделирование процессов распыла воспламенения и горения жидкого топлива (гексадекан  $C_{16}H_{34}$  и тетрадекан  $C_{14}H_{30}$ ) в камере сгорания. Получены распределения температуры, концентрации паров углекислого газа и паров топлива в момент самовоспламенения, распределения ка-

пель по радиусам в разные моменты времени при различных значениях угла впрыска и чисел Вебера.

Установлено, что угол впрыска жидкого топлива влияет на процессы самовоспламенения, и что для эффективной организации процесса самовоспламенения и горения как тетрадекана  $C_{14}H_{30}$ , так и гексадекана  $C_{16}H_{34}$  лучше производить жидкий впрыск при равенстве углов *cone* и *dcone*. В этом случае жидкое топливо горит с наибольшей температурой в камере сгорания и с наименьшим выделением углекислого газа.

Установлено влияние высоких чисел Вебера на процессы самовоспламенения и горения, на значения максимального радиуса частиц, максимальной температуры в камере сгорания, на относительную концентрацию топлива и воды. Рост чисел Вебера улучшает процесс распыла и горения топлива: радиус впрыскиваемых капель минимален, температура максимальна, а капли занимают больший объем камеры сгорания, что связано с ростом инерциальных сил, действующих на капли и приводящих к их разрыву и лучшему распылу.

## **6 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗОВ**

### **6.1 Математическая модель тепломассопереноса при турбулентном горении газообразного топлива**

Как известно [8, с.27-45; 9, с.201-211; 133], область струи состоит из трех участков: начального, переходного и основного. Наиболее простой случай струйного пограничного слоя имеет место при истечении жидкости с равномерным начальным полем скорости ( $u_0 = \text{const}$ ) в среду, движущуюся с постоянной скоростью ( $u_n = \text{const}$ ), так как при этом в начальном сечении струи толщина пограничного слоя равна нулю. Утолщение струйного пограничного слоя, состоящего из увлеченных частиц окружающей среды и заторможенных частиц самой струи, приводит, с одной стороны, к увеличению поперечного сечения, а с другой стороны - к постепенному сокращению потенциального ядра струи - области, лежащей между внутренними границами пограничного слоя. Часть струи, в которой имеется потенциальное ядро течения, называется начальным участком.

Как показывают многочисленные опыты, одним из основных свойств такой струи является постоянство статического давления во всей области течения, вследствие чего скорость в потенциальном ядре струи остается постоянной. Размывание струи за пределами начального участка выражается не только в ее утолщении, но также и в изменении скорости.

На некотором расстоянии от конца начального участка струйное течение приобретает такой же вид, как течение жидкости из источника бесконечно малой толщины (в осесимметричном случае источником служит точка, в плоскопараллельном случае - прямая линия, перпендикулярная к

плоскости растекания струи); этот участок струи называется основным [134].

Особенностью основного участка является аффинное подобие скоростных профилей во всех сечениях в координатах  $u/u_m=f(y/y_{0,5})$ , где  $y$  – расстояние на оси струи до точки измерения;  $y_{0,5}$  – расстояние от оси струи до точки, в которой скорость вдвое меньше, чем на оси. Все экспериментальные точки ложатся примерно на одну универсальную кривую, хотя относятся к различным поперечным сечениям. Между основным и начальным участками струи заключен переходный участок [124, p.130-136; 135].

Наиболее изученным видом турбулентной струи является струя, распространяющаяся в покоящейся среде, т.е. затопленная. На рисунке 95 приведены кривые распределения скорости (точнее, составляющих скорости по оси  $x$ ) в различных сечениях основного участка осесимметричной воздушной струи, вытекающей в неподвижный воздух (по опытам Т.Труерел).

Опыты свидетельствуют о непрерывной деформации скоростного профиля струи. Чем дальше от начала струи выбрано сечение, тем "ниже" и "шире" профиль скорости. К этому выводу мы приходим при построении скоростных профилей в физических координатах.

Если построить безразмерный профиль  $u/u_m$  (рисунок 96) вместо расстояния от оси струи взять его отношение к расстоянию от оси до точки, в которой скорость равна половине осевой  $y/y_{0,5}$ , то получим аффинность скоростных профилей во всех сечениях основного участка струи круглого сечения.

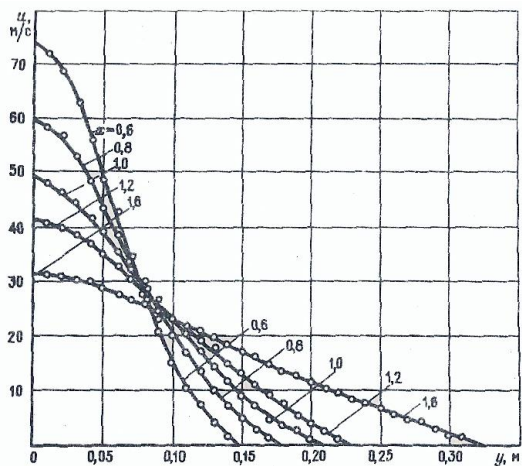


Рисунок 95 – Профили скорости в различных сечениях осесимметричной затопленной струи по опытным данным (Т. Truepel)

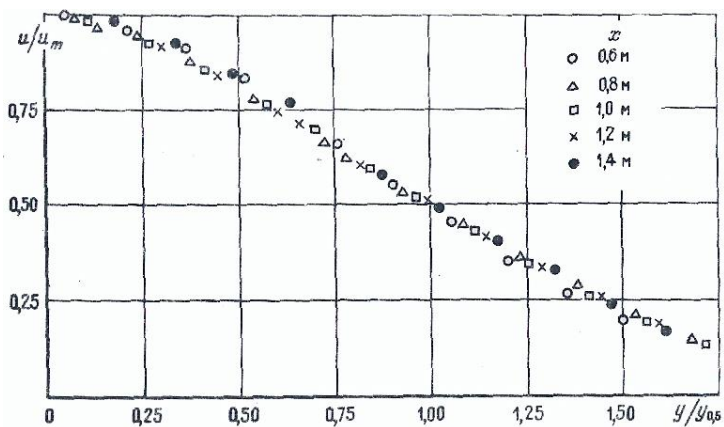


Рисунок 96 – Безразмерный профиль скорости в осесимметричной затопленной струи по опытным данным (Т. Truepel)

Аффиность наблюдается и для полей безразмерных значений концентрации примеси и избыточной температур. Это объясняется тем, что механизм переноса тепла и примесей в турбулентном потоке один и тот же [9, с. 212-227]. Также как и для реагирующих струй, различают две формы прямоструйного факела – затопленный и спутный.

Если температура будет достаточно высока для самовоспламенения топлива или если поджечь смесь, образующуюся в пограничном слое, то горение будет происходить в некотором достаточно тонком слое, расположенном внутри пограничного слоя, который называют диффузионным фронтом пламени.

Очевидно, что положение фронта пламени должно существенно зависеть от закономерностей течения в пограничном слое и в первую очередь определяется процессами турбулентного переноса. В то же время наличие фронта пламени приводит к изменению характеристик пограничного слоя вследствие существенного изменения физических параметров газа.

При истечении струи горючего в среду окислителя в зоне смешения вне фронта пламени (снаружи струи) присутствуют окислитель, продукты сгорания и нейтральные газы (если таковые в исходных смешивающихся потоках имеются); в зоне смешения внутри струи до фронта пламени присутствуют горючее, продукты сгорания и нейтральные газы. В этом случае процессы смешения и горения компонентов протекают одновременно и непосредственно в зоне реакции, а факел оказывается значительно более протяженным. Длина его составляет десятки и даже сотни калибров.

Турбулентность является трудно моделируемым процессом, и в еще большей степени это касается реагирующей турбулентности, поэтому для реагирующих течений, как правило, используются те же модели турбулентности,

что и для нереагирующих течений, с некоторыми поправками, учитывающими отдельные факторы, играющие роль при горении [11, с.189-215; 24, с.214-223; 31, р.183; 34, р.1067-1088; 36, с.585-596; 38, р.269-289; 39, с.358-365].

Горение газового топлива происходит путем распространения пламени в потоке его смеси с окислителем, в частности воздухом, и продуктами сгорания. Пламя представляет собой тонкую зону, в которой происходит химическая реакция горения и которая отделяет продукты сгорания от свежей смеси. В каждый момент времени в результате передачи теплоты от фронта пламени происходит воспламенение прилегающих слоев газа, что и воспринимается как распространение пламени. Нагреву способствует также диффузия между продуктами сгорания и свежей газовой смесью.

Горение однородной смеси происходит при распространении пламени во встречном потоке горючей смеси. Метод сжигания однородной газовой смеси в ламинарном потоке не имеет промышленного распространения и применяется лишь в небольших нагревательных приборах [136].

В общем случае система уравнений, математически моделирующая конвективный теплоперенос в химически реагирующих средах, должна включать уравнения Навье-Стокса, уравнение энергии, а также уравнения переноса концентраций всех компонент смеси. В настоящей работе рассматривается диффузионное горение спутных струй кислорода и метана, распространяющихся как в неограниченной окружающей среде, так и в камерах сгорания. При формулировке математической модели в монографии используются следующие предположения и допущения:

– Течение является стационарным и двумерным, т.е.  $u(x,y)$ ,  $v(x,y)$ ;



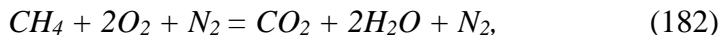
– Течение является сжимаемым, т.е.  $\rho \neq \text{const}$ . При этом предполагается, что для определения плотности можно использовать уравнение состояния идеального газа:

$$\rho = \frac{PM}{RT}, \quad \text{где} \quad M = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{c_i}{M_i}}, \quad c_i = \frac{m_i}{m} \quad (181)$$

здесь  $m_i$  – масса  $i$ -той компоненты,  $M_i$  – молярная масса  $i$ -той компоненты;

– В качестве окислителя используется воздух, при этом считается, что он состоит только из кислорода (23,2%) и азота (76,8%). Азот присутствует в качестве разбавителя и в реакции не участвует;

– обобщенную реакцию горения метана можно записать следующим уравнением:



здесь метан ( $CH_4$ ) -топливо, кислород ( $O_2$ )- окислитель, углекислый газ ( $CO_2$ ) и вода ( $H_2O$ ) - продукты реакции, азот ( $N_2$ ) - инертный разбавитель;

– Удельные теплоемкости всех компонент смеси равны и не зависят от температуры;

– Пренебрежимо малое влияние потерь тепла на излучение;

– Коэффициенты диффузии всех компонент равны между собой и равны коэффициенту температуропроводности, т.е.  $Le=1$ ;

– В соответствии с законом сохранения вещества справедливо следующее равенство:

$$\sum_{i=1}^n c_i = 1.$$

С учетом сделанных предположений и допущений, система уравнений для описания осесимметричного струйного турбулентного реагирующего течения имеет следующий вид [137 – 138]:

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial(r\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = 0 \quad (184)$$

уравнение движения:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + (\rho - \rho^*) g_x \quad (185)$$

уравнение энергии:

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q w_1 \quad (186)$$

уравнения переноса концентраций компонент смеси:

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_{\text{eff}} \frac{\partial c_i}{\partial r} \right) \pm w_i, \quad i = 2, 3, 4, 5. \quad (187)$$

Здесь  $\mu_{\text{eff}}$ ,  $\lambda_{\text{eff}}$ ,  $D_{\text{eff}}$  – соответственно эффективные коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии, которые определяются с помощью модели турбулентности, описанной ниже в 2.4;  $Q$  – тепловой эффект реакции, определенный на единицу массы топлива;  $i$  – номер компоненты смеси (см. таблицу 13),  $w_i$  – скорости химических реакций.

В уравнении (185) имеется два источниковых члена:

а) градиент давления  $-\frac{\partial p}{\partial x}$ , который отличен от нуля во

внутренних течениях (камера сгорания) и равен нулю во внешних течениях;

б) подъемная сила  $(\rho - \rho^*)g_x$ , возникающая вследствие разности плотностей.

В соответствии с законом сохранения вещества справедливо следующее равенство:

$$\sum_{i=1}^5 C_i = 1 \quad (188)$$

Таблица 13 - Обозначения, принятые для компонент смеси при горении метана и водорода

Номер компоненты смеси (i)	Горение метана		Горение водорода	
	состав смеси	скорость реакции $w_i$	состав смеси	скорость реакции $w_i$
1	метан	$-w_1$	водород	$-w_1$
2	кислород	$-w_2$	кислород	$-w_2$
3	углекислый газ	$+w_3$	пары воды	$+w_3$
4	пары воды	$+w_4$	аргон	0
5	азот	0	азот	0

Поэтому достаточно решать уравнения (187) только для первых четырех компонент, а концентрация пятой компоненты определяется из (188):

$$C_5 = 1 - \sum_{i=1}^4 C_i \quad (189)$$

Переменная  $w_1$  – скорость убывания топлива в результате химической реакции горения определяются с помощью закона Аррениуса [133 - 136]:

$$w_1 = k_0 \rho^2 c_1 c_2 e^{-\frac{E}{RT}} \quad (190)$$

Скорости реагирования остальных компонент  $w_i$  можно связать с  $w_1$  с помощью следующего соотношения:

$$W_i = \sigma_i W_1, \quad (191)$$

где  $\sigma_i = \frac{m_i}{m_1}$  - массовый коэффициент стехиометрии  $i$ -

того компонента,  $m_i$  - масса  $i$ -того компонента,  $m_1$  - масса топлива.

Дифференциальные уравнения (184)-(187) являются нелинейными из-за произведения неизвестных функций  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $c_i$ , а в уравнениях (186) и (188) кроме того, существенную нелинейность вносят источники членов, включающие экспоненту, аргументом которой является также нелинейная функция от неизвестной  $T$ . Поэтому для облегчения численного решения системы (184)-(188) некоторые ее уравнения можно преобразовать к более простому виду, исключив источники членов [138-141].

Поскольку удельная теплоемкость считается постоянной, то в уравнении (187) ее можно внести под знак производной. Кроме того, учтем связь между коэффициентами теплопроводности  $\lambda_{eff}$  и температуропроводности  $a_{eff}$ .

$$\lambda_{eff} = \rho a_{eff} c_p.$$

Тогда уравнение (186) перепишем следующим образом:

$$\rho u \frac{\partial c_p T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_p T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho a_{eff} \frac{\partial c_p T}{\partial r} \right) + Q w_1 \quad (192)$$

Запишем уравнение (187) при  $i=1$  с учетом предположения о равенстве коэффициентов температуропроводности и диффузии:

$$\rho u \frac{\partial c_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_1}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho a_{eff} \frac{\partial c_1}{\partial r} \right) - w_1 \quad (193)$$

Умножив уравнение (193) на  $Q$  и сложив его с уравнением (192), получим:

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho a_{eff} \frac{\partial H}{\partial r} \right), \quad (194)$$

где  $H = c_p T + Q c_1$  – энтальпия.

Запишем теперь уравнение (187) при  $i=2$  и с учетом выражения (191):

$$\rho u \frac{\partial c_2}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_2}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D_{eff} \frac{\partial c_2}{\partial r} \right) - \sigma_2 w_1 \quad (195)$$

Умножив уравнение (193) на  $\sigma_2$  и вычтя его из уравнения (228), получим:

$$\rho u \frac{\partial \tilde{c}_2}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{c}_2}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D_{eff} \frac{\partial \tilde{c}_2}{\partial r} \right), \quad (196)$$

где  $\tilde{c}_2 = c_2 - \sigma_2 c_1$  – переменная Бурке-Шумана.

Преимущество уравнений (194) и (196) в отличие от соответствующих им уравнений (193) и (195) заключается в том, что эти уравнения не содержат нелинейных источников членов, что значительно облегчает решение задачи

и позволяет при реализации численного алгоритма избежать трудоемких итераций для того, чтобы добиться сходимости конечно-разностной схемы.

Аналогично с помощью линейной комбинации концентраций остальных компонент можно получить уравнения для соответствующих переменных Бурке –Шумана, которые можно записать в общем виде, включая в том числе и уравнение (196) следующим образом:

$$\rho u \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D_{eff} \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial r} \right), \quad i = 2,3,4, \quad (197)$$

где  $\tilde{c}_i = c_i \pm \sigma_i c_1$

Таким образом, для решения поставленной задачи необходимо интегрировать уравнения (184), (185), (193), (194), (197), из которых только (185) и (193) имеют источниковые члены.

Дифференциальные уравнения (178), (193), (194), (197) отличаются только источниковыми членами и коэффициентами переноса. Поэтому все эти уравнения можно записать в следующем обобщенном виде:

$$\rho u \frac{\partial \hat{\alpha}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \hat{\alpha}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \hat{\alpha}}{\partial r} \right) + S_{\hat{\alpha}}, \quad (198)$$

где  $\Phi$ ,  $\Gamma_{\Phi}$  и  $S_{\Phi}$  принимают значения в соответствии с таблицей 14. Система уравнений для нашей задачи в прямоугольной системе координат имеет следующий вид [137]:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (199)$$

$$\rho u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + S_{\Phi} \quad (200)$$

Дифференциальные уравнения (198), (200) имеют I порядок по  $x$  и II порядок по  $r$ , поэтому они требуют задания одного граничного условия по продольной координате и двух граничных условий по поперечной координате.

В работе была использована  $k$ - $\varepsilon$ - $\overline{T'^2}$  модель турбулентности (34) и уравнение для пульсации температуры, которые позволяют с помощью системы уравнений (35) определить пульсационные составляющие скоростей и температуры, а также их корреляции.

Таблица 14 - Обобщенные переменные и соответствующие им коэффициенты переноса и источники члены

$\Phi$	$\Gamma_{\Phi}$	$S_{\Phi}$
$u$	$\mu_{eff}$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + (\rho - \rho^*)g_x$ - для камеры сгорания; $(\rho - \rho^*)g_x$ - для внешних течений
$H = c_p T + Q c_1$	$\mu_{eff} / Pr_{eff}$	0
$c_1$	$\mu_{eff} / Sc_{eff}$	$k_o \rho^2 c_1 c_2 e^{-\frac{E}{RT}}$
$\tilde{c}_2 = c_2 - \sigma_2 c_1$	$\mu_{eff} / Sc_{eff}$	0
$\tilde{c}_3 = c_3 + \sigma_3 c_1$	$\mu_{eff} / Sc_{eff}$	0
$\tilde{c}_4 = c_4 + \sigma_4 c_1$ - при горении метана; $\tilde{c}_4 = c_4$ - при горе-	$\mu_{eff} / Sc_{eff}$	0

нии водорода		
$k$	$\sigma_k$	$\mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho \varepsilon + C_k f$
$\varepsilon$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} f$
$\overline{T'^2}$	$\sigma_T$	$c_{T1} \mu_t \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 - c_{T2} \rho \varepsilon \frac{\overline{T'^2}}{k}$

*Метод решения. Преобразование системы уравнений*

В настоящей работе использован конечно-разностный метод Патанкара-Сполдинга [138]. Применение этого метода позволяет перейти от прямолинейной конечно-разностной сетки к модифицированной криволинейной сетке, которая автоматически «подстраивается» под область течения. Такая сетка особенно удобна при расчете расширяющихся свободных течений, так как не требует добавления в процессе счета дополнительных узлов конечно-разностной сетки, связанных с расширением частиц струи.

Перейдем от прямоугольных переменных  $x, y$  к новым переменным Мизеса  $\xi, \psi$ . Здесь  $\xi = x$ , а  $\psi$  - функция тока, которая определяется из уравнения неразрывности:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Тогда частные производные по реальным координатам будут иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \xi} - v \frac{\partial}{\partial \psi}$$



$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial y} = u \frac{\partial}{\partial \psi}$$

Используем эти формулы перехода, в новых переменных  $\xi$ ,  $\psi$ , тогда уравнение превращается в тождество, а приводится виду:

$$\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - \Phi v \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} + \Phi v \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} = \Phi \frac{\partial}{\partial \psi} \left( v \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \right)$$

После простых преобразований получим:

$$\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( v \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \psi} \right) \quad (201)$$

Полученная система уравнений (201) имеет более простой вид и не содержит уравнения неразрывности, но расчетная область является более неудобной, чем в координатах  $x$ ,  $y$ , так как имеет неправильную форму и по-прежнему для расширяющихся течений требует введения в ходе расчета дополнительных узлов конечно-разностной сетки.

Чтобы преодолеть эти трудности, необходимо перейти к другим переменным  $x$ ,  $\omega$ , где  $x$  – продольная координата, причем  $x = \xi$ ,  $\omega$ -безразмерная функция тока, которая определяется следующим образом:

$$\omega = \frac{\Psi - \Psi_I}{\Psi_E - \Psi_I},$$

где  $\Psi_I$ ,  $\Psi_E$  - значения функции тока на нижней и верхней границах расчетной области соответственно.

Переменная  $\omega$  удобна тем, что ее область изменения всегда лежит в следующих пределах:  $0 \leq \omega \leq 1$ , следовательно,  $\omega_I = 0$ ,  $\omega_E = 1$ . Индексы I и E соответствуют нижней и верхней границам расчетной области. В переменных  $x$ ,  $\omega$  конечно-разностная сетка всегда автоматически «подстраивается» под расчетную область (рисунок 97).

Формулы перехода в данном случае будут иметь следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial x} + \left( \frac{v_I}{\psi_E - \psi_I} + \frac{v_E - v_I}{\psi_E - \psi_I} \right) \frac{\partial}{\partial \omega}$$

$$\frac{\partial}{\partial \psi} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \psi} + \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \psi} = \frac{1}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial}{\partial \omega}$$

Тогда уравнение (201) в новых переменных  $x$ ,  $\omega$  примет вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \left( \frac{v_I}{\psi_E - \psi_I} + \frac{v_E - v_I}{\psi_E - \psi_I} \omega \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{1}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial}{\partial \omega} \left( \frac{\Gamma_\Phi \Phi}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + \frac{S_\Phi}{\rho u}$$

Введем обозначения:

$$a = \frac{v_I}{\psi_E - \psi_I}, \quad b = \frac{v_E - v_I}{\psi_E - \psi_I}, \quad c = \frac{\Gamma_\Phi \Phi}{(\psi_E - \psi_I)^2}, \quad d = \frac{S_\Phi}{\rho u} \quad (202)$$

С учетом введенных обозначений уравнение (202) можно записать как:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + (a + b\omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + d \quad (203)$$

Решение этого уравнения получается в переменных  $x, \omega$ , а затем по необходимости осуществляется обратный переход от  $\omega$  к переменной  $y$  по следующей формуле:

$$y = \int_0^{\omega} \frac{\Psi_E - \Psi_I}{\rho \Phi} d\omega$$

конечно – разностная схема. конечно-разностный аналог уравнения (203) получим методом интегрирования по контрольному объему. для этого выберем следующую двумерную область интегрирования:  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$ ,  $\omega_{j-1/2} \leq \omega \leq \omega_{j+1/2}$  (см. рисунок 97). заштрихованная область – контрольный объем

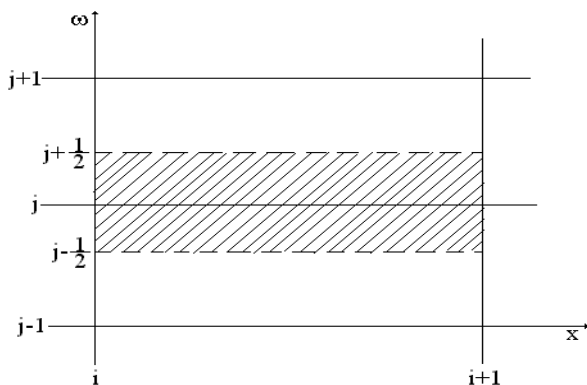


Рисунок 97 - Фрагмент конечно-разностной сетки

Проинтегрируем уравнение (203) от  $x_i$  до  $x_{i+1}$  и от  $\omega_{j-\frac{1}{2}}$  до  $\omega_{j+\frac{1}{2}}$ .

Поскольку  $x$  и  $\omega$  независимые переменные, то порядок интегрирования не имеет значения:

$$\int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} \int_i^{i+1} \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx d\omega + \int_i^{i+1} \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} (a + b\omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} d\omega dx = \int_i^{i+1} \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \omega} \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) d\omega dx + \int_i^{i+1} \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} d\omega dx \quad (204)$$

$I_1$                        $I_2$                        $I_3$                        $I_4$

Рассмотрим каждый интеграл отдельно.

$$I_1 \approx \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1} - \Phi_i) d\omega \approx (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j}) \Delta\omega, \quad (205)$$

Здесь при интегрировании по  $\omega$  была использована теорема о среднем; при этом в качестве средней точки выбрана точка  $y_j$  и введено обозначение:

$$\Delta\omega = \omega_{j+\frac{1}{2}} - \omega_{j-\frac{1}{2}}.$$

Интеграл, обозначенный  $I_2$ , проинтегрируем по частям, используя, где необходимо, теорему о среднем. При этом, интегрируя по  $\omega$ , в качестве средней точки также будем использовать узел  $j$ , а при интегрировании по  $x$  обозначим среднюю точку индексом  $i^*$ , смысл которого будет пояснен ниже:

$$\begin{aligned}
I_2 &= \int_i^{i+1} \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} (a + b\omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} d\omega dx = \int_i^{i+1} \left[ (a + b\omega) \Phi \Big|_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} - \int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} b \Phi \omega dx \right] \approx \\
&\approx \int_i^{i+1} \left[ (a + b\omega) \Phi \Big|_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} - \left( a + b\omega \Big|_{j-\frac{1}{2}} \right) \Phi \Big|_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} \right] dx - b_i \int_i^{i+1} (b\Phi)_j \Delta\omega dx \approx \\
&\approx \left[ \left( a + b\omega \Big|_{j+\frac{1}{2}} \right) \Phi \Big|_{j+\frac{1}{2}} - \left( a + b\omega \Big|_{j-\frac{1}{2}} \right) \Phi \Big|_{j-\frac{1}{2}} \right] \Delta x - (b\Phi)_{i,j} \Delta\omega \Delta x \quad (206)
\end{aligned}$$

Для получения линейного конечно-разностного уравнения необходимо, чтобы коэффициенты при неизвестных  $\Phi$  были записаны на известном слое. Поэтому в последних выражениях уравнения (206) коэффициенты при  $\Phi$  запишем в узле  $i$ , а сами значения  $\Phi$  – в узле  $i+1$  [142]:

$$I_2 \approx \left( a + b\omega \Big|_{j+\frac{1}{2}} \right)_i \Phi_{i+1, j+\frac{1}{2}} \Delta x - \left( a + b\omega \Big|_{j-\frac{1}{2}} \right)_i \Phi_{i+1, j-\frac{1}{2}} \Delta x - b_{i,j} \Phi_{i+1, j} \Delta\omega \Delta x \quad (207)$$

Такой прием позволяет линеаризовать уравнение, что позволит в последствии избежать трудоемких затрат, как с точки зрения реализации алгоритма, так и с точки зрения компьютерного времени.

Рассмотрим соотношение для  $b$ :

$$\begin{aligned}
b_i &= \frac{(v_E - v_I)_i}{(\psi_E - \psi_I)_i} = \frac{-1}{(\psi_E - \psi_I)_i} \frac{\partial}{\partial x} (\psi_E - \psi_I) \Big|_i = \frac{-1}{(\psi_E - \psi_I)_i} \frac{(\psi_E - \psi_I)_{i+1} - (\psi_E - \psi_I)_i}{\Delta x} = \\
&= \frac{-1}{\Delta x} \left[ \frac{(\psi_E - \psi_I)_{i+1}}{(\psi_E - \psi_I)_i} - 1 \right] \quad (208)
\end{aligned}$$

Из выражения (208) следует, что коэффициент  $b$  не зависит от поперечной координаты, тогда последнее слагаемое в выражении (207) примет вид:

$$-b_i \Phi_{i+1,j} \Delta\omega \Delta x = \left( \frac{(\Psi_E - \Psi_I)_{i+1}}{(\Psi_E - \Psi_I)_i} - 1 \right) \Phi_{i+1,j} \Delta\omega$$

С учетом (208) первое и второе слагаемые в выражении (207) будут иметь следующий вид:

$$\left( a + b\omega_{j+\frac{1}{2}} \right)_i \Phi_{i+1, j+\frac{1}{2}} \Delta x = \frac{v_{i, j+\frac{1}{2}}}{(\Psi_E - \Psi_I)_i} \Phi_{i+1, j+\frac{1}{2}} \Delta x \quad (209)$$

$$\left( a + b\omega_{j-\frac{1}{2}} \right)_i \Phi_{i+1, j-\frac{1}{2}} \Delta x = \frac{v_{i, j-\frac{1}{2}}}{(\Psi_E - \Psi_I)_i} \Phi_{i+1, j-\frac{1}{2}} \Delta x$$

Предположив также, что значения  $\Phi$  в «половинных» узлах можно записать, как средние арифметические соседних «целых» узлов:

$$\Phi_{i+1, j \pm \frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Phi_{i+1, j} + \Phi_{i+1, j \pm 1}),$$

и используя формулы (209), окончательно конечно-разностная аппроксимация второго интеграла будет выглядеть следующим образом:

$$I_2 \approx \frac{v_{i,j+\frac{1}{2}}}{2(\psi_E - \psi_I)_i} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j+1}) \Delta x - \frac{v_{i,j-\frac{1}{2}}}{2(\psi_E - \psi_I)_i} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j-1}) \Delta x + \left[ \frac{(\psi_E - \psi_I)_{i+1}}{(\psi_E - \psi_I)_i} - 1 \right] \Phi_{i+1,j} \Delta \omega \quad (210)$$

Для третьего интеграла также используем теорему о среднем и, как и в предыдущем случае, применим метод линеаризации полученного выражения с помощью специального подбора средней точки:

$$I_3 = \int_i^{i+1} \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right)_{j+\frac{1}{2}} dx - \int_i^{i+1} \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right)_{j-\frac{1}{2}} dx = \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right)_{i',j+\frac{1}{2}} \Delta x - \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right)_{i',j-\frac{1}{2}} \Delta x.$$

Преобразуем полученное выражение, заменив  $c$  в соответствии с (202):

$$I_3 = \left[ \frac{\Gamma_\Phi \Phi}{(\psi_E - \psi_I)^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right]_{i',j+\frac{1}{2}} \Delta x - \left[ \frac{\Gamma_\Phi \Phi}{(\psi_E - \psi_I)^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right]_{i',j-\frac{1}{2}} \Delta x.$$

Используем формулу перехода от  $x$  к  $\omega$ :

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\Phi}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial}{\partial \omega}$$

В этом случае будем иметь для  $I_3$  следующее соотношение:

$$I_3 = \left( \frac{v}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_{i',j+\frac{1}{2}} \Delta x - \left( \frac{v}{\psi_E - \psi_I} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_{i',j-\frac{1}{2}} \Delta x$$

Аппроксимируем значения производных, входящих в последнее выражение, используя для этой цели центральные конечно-разностные соотношения относительно узлов  $y_{i+1/2}$  и  $y_{i-1/2}$ . Кроме того, в целях линеаризации полученного выражения значения  $\Phi$  будут записаны в узле  $i+1$ , а коэффициенты при них – в узле  $I$ :

$$I_3 = \frac{v_{i,j+\frac{1}{2}}}{(\psi_E - \psi_I)_i} \frac{\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j}}{\Delta y} \Delta x - \frac{v_{i,j-\frac{1}{2}}}{(\psi_E - \psi_I)_i} \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i+1,j-1}}{\Delta y} \Delta x$$

Введем следующие обозначения:

$$\frac{v_{j+\frac{1}{2}}}{\Delta y} = T_{i,j+\frac{1}{2}}, \quad \frac{v_{j-\frac{1}{2}}}{\Delta y} = T_{i,j-\frac{1}{2}}.$$

Таким образом, окончательно получим:

$$I_3 = \frac{\Delta x}{(\psi_E - \psi_I)_i} \left[ T_{i,j+\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j}) - T_{i,j-\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i+1,j-1}) \right] \quad (211)$$

Для последнего интеграла дважды применим теорему о среднем:

$$I_4 \approx d_{i,j} \Delta x \Delta \omega \quad (212)$$

Соберем теперь все слагаемые (204), (208)-(210) и запишем уравнение (203) в конечно-разностном виде:



$$\begin{aligned}
& (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j})\Delta\omega + \frac{v_{i,j+\frac{1}{2}}\Delta x}{2(\psi_E - \psi_I)_i} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j+1}) - \frac{1}{2} v_{i,j-\frac{1}{2}} \frac{\Delta x}{(\psi_E - \psi_I)_i} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j-1}) + \\
& \quad (213) \\
& + \left[ \frac{(\psi_E - \psi_I)_{i+1}}{(\psi_E - \psi_I)_i} - 1 \right] \Phi_{i+1,j} \Delta\omega = \frac{\Delta x}{(\psi_E - \psi_I)_i} \left[ T_{i,j+\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j}) - T_{i,j-\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i+1,j-1}) \right] + d_{i,j} \Delta x \Delta\omega
\end{aligned}$$

*Алгоритм решения. Реализация метода прогонки.* Полученное уравнение (213) представляет собой неявную конечно-разностную схему и может быть решено аналитически с помощью метода трехточечной прогонки. Уравнение (213) представим в следующем виде:

$$A_j \Phi_{i+1,j+1} + B_j \Phi_{i+1,j} + C_j \Phi_{i+1,j-1} = D_j \quad (214)$$

Для этого умножим все члены уравнения (214) на  $\frac{(\psi_E - \psi_I)_i}{\Delta x}$ :

$$\begin{aligned}
& \frac{(\psi_E - \psi_I)_i}{\Delta x} \Delta\omega (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j}) + \frac{1}{2} v_{i,j+\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j+1}) - \frac{1}{2} v_{i,j-\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i+1,j-1}) + \\
& + [(\psi_E - \psi_I)_{i+1} - (\psi_E - \psi_I)_i] \Phi_{i+1,j} \frac{\Delta\omega}{\Delta x} = T_{i,j+\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j}) - T_{i,j-\frac{1}{2}} (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i+1,j-1}) + d_{i,j} \Delta\omega (\psi_E - \psi_I)_i
\end{aligned}$$

Приведем подобные:

$$\left( -T_{i,j-\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} v_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \Phi_{i+1,j-1} + \left( T_{i,j-\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} v_{i,j-\frac{1}{2}} + T_{i,j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} v_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \Phi_{i+1,j} + \frac{\Delta\omega}{\Delta x} ((\psi_E - \psi_I)_{i+1}) \Phi_{i+1,j} +$$

$$+ \left( -T_{i,j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}v_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \Phi_{i+1,j+1} = \frac{\Delta\omega}{\Delta x} (\psi_E - \psi_I)_i (\Phi_{i,j} + d_{i,j}\Delta x)$$

Введем следующие обозначения:

$$A_j = - \left( \frac{1}{2}v_{i,j-\frac{1}{2}} + T_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \quad (215)$$

$$C_j = \frac{1}{2}v_{i,j+\frac{1}{2}} - T_{i,j+\frac{1}{2}} \quad (216)$$

$$B_j = T_{i,j-\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}v_{i,j-\frac{1}{2}} + T_{i,j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}v_{i,j+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta\omega}{\Delta x} (\psi_E - \psi_I)_{i+1} \quad (217)$$

$$D_j = \frac{\Delta\omega}{\Delta x} (\psi_E - \psi_I)_i (u_{i,j} + d_{i,j}\Delta x). \quad (218)$$

Вообще говоря, коэффициенты  $A_j$ ,  $B_j$ ,  $C_j$ ,  $D_j$  являются известными функциями, однако в формулу (217) для коэффициента  $B_j$  входит неизвестное значение  $(\psi_E - \psi_I)_{i+1}$ , которое определим путем разложения в ряд Тейлора:

$$(\psi_E - \psi_I)_{i+1} = (\psi_E - \psi_I)_i + \left. \frac{\partial(\psi_E - \psi_I)}{\partial x} \right|_i \Delta x = (\psi_E - \psi_I)_i - (v_E - v_I)_i \Delta x$$

Подставив полученное выражение в (217) и сделав несложные преобразования, получим:

$$B_j = -A_j - C_j + \frac{\Delta\omega}{\Delta x} (\psi_E - \psi_I)_i \quad (219)$$

Таким образом, поскольку известны выражения для всех коэффициентов уравнения, можно считать, что уравнение (213) приведено к виду (214), которое и будем решать далее, используя известный метод трехточечной прогонки [143], можно получить искомое решение. Описанная неявная конечно-разностная схема гарантирует устойчивый счет даже при больших шагах интегрирования, однако, размер шага  $\Delta x_i$  может влиять на точность и сходимость решения.

*Пристеночные функции.* При расчете течений в камерах сгорания возникает проблема адекватного моделирования вблизи твердой поверхности. Поскольку в настоящей работе рассматриваются развитые турбулентные течения, то в области пограничных слоев, образующихся на твердых поверхностях вследствие явления прилипания, возникают очень большие градиенты всех переменных. Поэтому конечно-разностная схема в непосредственной близости к стенке может оказаться несходящейся к реальному решению даже при использовании неравномерной сетки, сгущающейся у твердых поверхностей. В работах [90, P.25-33; 143-147] хорошо зарекомендовал себя метод использования пристенных функций, суть которого заключается в следующем. В первом ближайшем сеточном узле от поверхности для всех искомых функций задаются значения, рассчитанные по формулам, полученным с помощью различных дополнительных предположений и с использованием реальных граничных условий для каждой конкретной задачи.

В настоящей работе, как и в [38, p. 269-289], считается, что у самой поверхности существует область, отвечающая следующим допущениям:

а) течение предполагается аналогичным течению Куэтта, т.е.  $\frac{\partial u}{\partial x} \approx 0$ , а турбулентное касательное напряжение во всем слое приблизительно равно напряжению на стенке:  
 $-\rho u'v' \approx \tau_w$ ;

б) в области течения Куэтта при турбулентном движении справедлива гипотеза Прандтля о пути смешения;

в) порождение и диссипация турбулентной кинетической энергии примерно уравниваются друг друга:

$$\mu_T \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \approx \rho \varepsilon.$$

Тогда скорость подчиняется логарифмическому закону стенки [144]:

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \ln(Ey^+), \quad (220)$$

который является результатом применения гипотезы (б) к уравнениям пограничного слоя в приближении (а).

Здесь:

$$\chi = 0,44; \quad E=9; \quad u^+ = \frac{u_c}{\sqrt{\tau_w / \rho_c}}, \quad y^+ = \frac{y_c \sqrt{\tau_w \rho_c}}{\mu_c},$$

индекс «с» означает внешнюю границу области закона стенки.

Соответствующие решения для других переменных имеют вид:

$$h^+ = Pr_T (u^+ + P_h),$$

$$c_j^+ = Sc_T (u^+ + P_j),$$

$$\Gamma_{де} h^+ = \frac{(h_c - h_w) \sqrt{\tau_w \rho_c}}{-J_{hw}}, \quad c_j^+ = \frac{(c_{j,c} - c_{j,w}) \sqrt{\tau_w \rho_c}}{-J_{jw}}, \quad (221)$$

$J_{hw}$ ,  $J_{jw}$  - потоки энтальпии и концентраций на стенке,  $P_h$ ,  $P_j$  - константы интегрирования,  $j$  относится к  $c_1$ ,  $\tilde{c}_i$  .м

Введем безразмерные величины:

$$S_u = \frac{\tau_w}{(\rho u^2)_c}, \quad S_u = -\frac{J_{hw}}{(h_c - h_w)(\rho u)_c},$$

$$S_j = -\frac{J_{j,w}}{(c_{j,c} - c_{j,w})(\rho u)_c},$$

$$R_c = \left( \frac{\rho u y}{\mu} \right)_c, \quad M_c = \frac{(\rho v)_w}{(\rho v)_c}$$

Тогда из уравнений пограничного слоя, записанных в приближении течения Куэтта, можно получить следующие «пристенные функции»:

$$S_u = \left[ \frac{S_u}{\ln(ER_c S_u^{1/2})} \left\{ 1 - \frac{M_c}{4} \left[ \frac{\ln(ER_c S_u^{1/2})}{\chi} \right]^2 \right\} \right]^2, \quad (222)$$

$$S_j = \frac{S_u}{\Gamma_{jT} (1 + S_u^{1/2} P_j)}, \quad j=h, c_1, \tilde{c}_i.$$

Выражение (222) не может быть разрешено относительно  $S_u$ , поэтому оно вычисляется посредством итераций. Если число  $R_c < 11,5$ , то в качестве пристенных функций

используются решения уравнений ламинарного течения Куэтта, которые при  $|M_c R_c| \ll 1$  имеют вид:

$$S_j = \frac{1}{\Gamma_j R_c \left(1 + \frac{1}{2} M_c R_c\right)}, \quad j=u, h, c_1, \tilde{c}_i.$$

Для турбулентных величин  $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $\overline{T'^2}$  пристенные функции не могут быть получены, поэтому согласно допущению (в) можно предположить, что в области закона стенки справедливы следующие равенства:

$$\frac{\partial k}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial y} = 0 \quad \text{при} \quad 0 < y < y_c.$$

Условия «сшивки» при  $y=y_c$  для  $k$ ,  $\varepsilon$  полученные посредством несложных преобразований с использованием допущений (б) и (в), имеют вид:

$$k_c = \frac{\tau_w / \rho_c}{\sqrt{c_\mu}}, \quad \varepsilon_c = \frac{(\tau_w / \rho_c)^{3/2}}{\chi y_c} \quad (223)$$

Эти выражения используются в многочисленных работах, где  $k$ - $\varepsilon$  модель применяется для расчета пристенных турбулентных течений, например, в [145].

Соответствующая зависимость для  $\overline{T'^2}$  в литературе неизвестна. Её можно получить, если по аналогии с кинетической энергией турбулентности предположить, что в области закона стенки генерация и диссипация среднего квадрата пульсаций температуры равны между собой:

$$c_{T1}\mu_T \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \approx c_{T2}\rho\varepsilon \overline{T'^2}.$$

Отсюда

$$\sqrt{\overline{T'^2}} = \sqrt{\frac{c_{T1}}{c_{T2}} \frac{\mu_T}{\rho} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial y}}. \quad (224)$$

Выражения для  $\partial T/\partial y$  можно получить, используя зависимости (220), (221) и определение для энтальпии:  $h = c_p T + Qc_T$ .

Преобразуем последнее соотношение к безразмерному виду:

$$\frac{(h - h_w)\sqrt{\tau_w\rho_c}}{-J_{hw}} = \frac{c_p(T - T_w)\sqrt{\tau_w\rho_c}}{-J_{hw}} + \frac{Q(c_T - c_{Tw})\sqrt{\tau_w\rho_c}}{-J_{hw}}$$

$$\text{или } h^+ = \frac{c_p\sqrt{\tau_w\rho_c}(T - T_w)}{-J_{hw}} + Q \frac{J_{c,w}}{J_{hw}} c_T^+.$$

Продифференцировав это уравнение по безразмерной переменной  $y^+$ , получим:

$$\frac{dh^+}{dy^+} = \frac{c_p\sqrt{\tau_w\rho_c}}{-J_{hw}} \frac{dT}{dy^+} + Q \frac{J_{c,w}}{J_{hw}} \frac{dc_T^+}{dy^+} \quad (225)$$

Полагая, что  $Pr_T = Sc_T$ , из (220) и (221) будем иметь:

$$\frac{dh^+}{dy^+} = \frac{dc_{\tau}^+}{dy^+} = Pr_T \frac{du^+}{dy^+} = \frac{Pr_T}{\chi y^+}.$$

Тогда из (225) найдем:

$$\frac{dT}{dy^+} = \frac{Pr_T}{c_p \sqrt{\tau_w \rho_c}} \frac{QJ_{c,w} - J_{hw}}{\chi y^+}$$

Учитывая, что  $QJ_{c,w} - J_{hw} = -J_{tw}$ , и переходя к размерной переменной  $y$ , получим:

$$\frac{dT}{dy} = \frac{-Pr_T J_{tw}}{c_p \chi y \sqrt{\tau_w \rho_c}}. \quad (226)$$

Определим турбулентную вязкость  $\mu_T$  в выражении (224) по модели Прандтля:  $\mu_T = \rho(\chi y)^2 \frac{du}{dy}$ . Из этого сле-

дует: 
$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\chi y^+}.$$

Переходя к размерным переменным и подставляя последнее выражение в формулу для  $\mu_T$ , будем иметь:  $\mu_T = \chi y \sqrt{\tau_w \rho_c}$ . Подставляя это выражение, а также (225) в равенство (224), окончательно получим:

$$\sqrt{T'^2} = c_T \frac{|J_{tw}|}{c_p \sqrt{\tau_w \rho_c}}, \text{ где } c_T = Pr_T \sqrt{\frac{c_{T1}}{c_{T2} \sqrt{c_{\mu}}}}.$$



Математическая модель, описывающая процессы тепломассопереноса при горении газов состоит из уравнений (184-185, 194, 197), которые в общем виде записаны как система уравнений (198). Для реализации представленного алгоритма в настоящей работе в качестве исходного использовался компьютерный пакет программ «*GENMIX*», который был существенно изменен и адаптирован к решению поставленных в этом разделе монографии задач расчета не только осредненных, но и пульсационных характеристик течения и их корреляций. Дело в том, что для того, чтобы получить адекватную картину турбулентного течения при горении газообразного топлива, необходимо определить распределение пульсационных составляющих скорости, а также их корреляций между собой и с температурными пульсациями.

В монографии для этого мы использовали модифицированную более общую  $k$ - $\varepsilon$ - $\overline{T'^2}$  - модель турбулентности совместно с концепцией алгебраического моделирования напряжений [34, 40-43, 140] с использованием соотношений (33-35). Полученная модель является значительно более общей, чем стандартная  $k$ - $\varepsilon$  модель турбулентности. Как показали сопоставления результатов, полученных при упрощенном алгебраическом моделировании вторых моментов с результатами расчетов по полной алгебраической модели и экспериментальными данными, подобная методика достаточно реально описывает поведение измеренных осредненных и пульсационных величин [45]. В этой связи исходный компьютерный пакет программ «*GENMIX*» был кардинально изменен и назван «*FLAME – PULS*». Все вычислительные эксперименты по горению газового топлива, проведенные в этой главе монографии выполнены с помощью пакета программ «*FLAME – PULS*» [44, P.80-88; 153-162].

*Сходимость и точность решений.* Погрешности результатов приближенного решения вызываются следующими причинами.

*Неточность информации о решаемой задаче.* Ошибки в исходных данных определяют ту часть погрешности в решении, которая не зависит от математической стороны решения задачи и называется обычно неустранимой погрешностью. Она определяется неточностью измерений параметров и неконтролируема в процессе численного решения. Например, в настоящей работе такие ошибки возникают из-за неопределенности граничных и начальных значений для  $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $\overline{T'^2}$ , а в ряде случаев неизвестны также условия на поверхности в экспериментах горением для средней температуры и концентраций реагентов.

*Приближенный характер математической модели.* Математическое описание возможно, в принципе, только при определенных упрощающих предположениях и пренебрежении некоторыми факторами, влияние которых на физику процесса несущественно. Допущения и ограничения, принятые в настоящей работе, оговаривались выше. Кроме того, дополнительные ошибки вносятся при моделировании турбулентности.

*Погрешность метода.* В результате замены производных в дифференциальных уравнениях конечными разностями возникает погрешность аппроксимации. Конечно-разностный аналог дифференциального уравнения может быть неустойчивым и, следовательно, не сходящимся. Математические основы вопросов устойчивости и сходимости численных схем развиты только для линейных систем. В случае нелинейных задач, как, например, в настоящей работе, точные теоретические оценки погрешности не существуют. На практике для оценки погрешности аппроксимации численной схемы пользуются сравнением приближенных решений, полученных при различных шагах сетки.

В работе [90] для этих целей выведено приближенное соотношение:

$$\Phi - \Phi_h \approx \frac{\Phi_h - \Phi_{ch}}{c^P - 1},$$

где  $\Phi$  – точное решение,  $\Phi_h$  – приближенное решение с шагом сетки  $h$ ,  $\Phi_{ch}$  – приближенное решение с шагом сетки  $ch$ ,  $P$  – порядок точности численной схемы.

Практика численного экспериментирования показала, что неявная схема, используемая в настоящей работе, является устойчивой при любых шагах интегрирования, но количественно решение зависит от размеров конечно-разностной сетки. Шаг численного интегрирования выбирался таким образом, чтобы выполнялось условие:

$$\left| \Phi_h^{i,j} - \Phi_{2h}^{i,j} \right| \leq \varepsilon,$$

где  $i, j$  – номер шага по продольной и поперечной координате соответственно,  $\varepsilon$  – некоторый малый параметр, имеющий, например, для средней скорости значение 0,02.

*Вычислительные погрешности*, возникающие вследствие конечного представления чисел на ЭВМ ошибки округления могут накапливаться в зависимости от численного алгоритма. Для линейных уравнений показано, что в явных конечно-разностных схемах ошибки округления растут с уменьшением шага интегрирования [147], а в неявных схемах с использованием прогонки влияние этих ошибок на результат с ростом числа точек разностной сетки не возрастает [143].

Практика вычислений показывает, что неявные нелинейные конечно-разностные уравнения так же, как и линейные, являются абсолютно устойчивыми, следовательно, можно утверждать, что погрешности округления в выпол-

ненных расчетах являются пренебрежимо малыми по сравнению с погрешностью аппроксимации и неустранимыми погрешностями. Более того, погрешности математической модели (особенно связанные с замыкающими предположениями), вероятно, превосходят все остальные погрешности, т.к. результаты расчетов отличаются гораздо сильнее при использовании, например, ограниченного числа точек конечно-разностной сетки [126, 148-149].

## **6.2 Влияние начальной концентрации топлива на горение газового факела**

Рассмотрим реагирующую спутную струю метана, распространяющуюся в неподвижной окружающей среде, схема течения которой приведена на рисунке 98. Наиболее распространенное газообразное топливо - это природный газ, обладающий высокой теплотой сгорания. Основой природных газов является метан, содержание которого в газе 76.7-98%. Другие газообразные соединения углеводов входят в состав газа от 0.1 до 4.5%.

Из круглого сопла радиусом  $r_1$  вытекает горизонтальная струя метана с начальной скоростью  $u_{01}$ , начальной температурой  $T_{01}$  и начальной концентрацией  $c_{01}$ . Коаксиально к ней также из круглого сопла радиусом  $r_2$  вытекает струя окислителя с начальными параметрами  $u_{02}$ ,  $T_{02}$ ,  $c_{02}$ . В области перемешивания этих двух струй возникает фронт горения, образуя диффузионный факел.

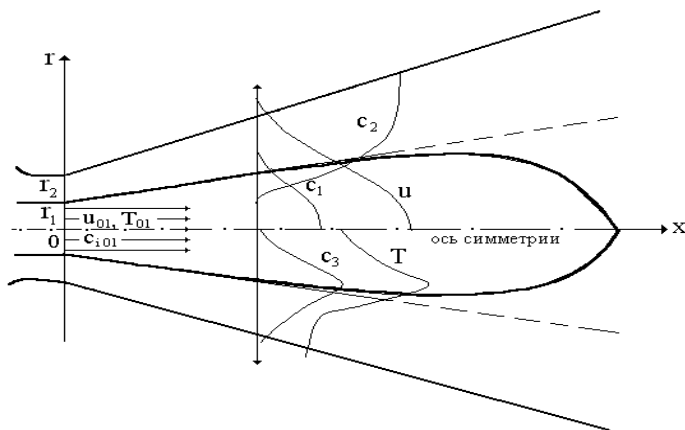


Рисунок 98 - Схема течения

Граничные условия для системы уравнений (185), (193)-(194), (196) в этом случае задаются следующим образом:

При  $x=0$  (на выходе из сопла) задаются начальные значения всех искомых

функций:

$$0 < r < r_1: \quad u = u_{01}; \quad c_1 = c_{01}; \quad \tilde{c}_i = \sigma_i c_{01}; \quad H_0 = c_p T_0 + Q c_{01}$$

$$r_1 < r < r_2: \quad u = u_{02}; \quad c_1 = 0; \quad \tilde{c}_i = c_{0i}; \quad H_0 = c_p T_0$$

$$0 < r < r_2: \quad k_0 = \alpha_1 u_0^2; \quad \varepsilon = \alpha_2 \frac{k_0^{3/2}}{r_2}; \quad \overline{T_0'^2} = \alpha_3 (T_0 - T_\infty)^2$$

Здесь коэффициент  $\alpha_1$  связан с начальным уровнем турбулентности следующим соотношением:  $\alpha_1 = 1,5 tu_0^2$ , а

$$tu_0 = \frac{\sqrt{u_0'^2}}{u_0}$$

На оси струи зададим условия симметрии:

$$x \geq 0, r = 0: \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\partial c_1}{\partial r} = \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial \overline{T_0'^2}}{\partial r} = 0.$$

На свободной границе значения функций стремятся к их значениям в окружающей среде (покоящийся воздух):

$$x \geq 0, r \rightarrow \infty: u \rightarrow 0, H \rightarrow H_\infty = c_p T_\infty, c_1 \rightarrow 0, \tilde{c}_i \rightarrow c_{\infty i}, k \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0, \overline{T'}^2 \rightarrow 0.$$

Вычислительные эксперименты проводились для трех значений начальной концентрации топлива:  $c_{fu0}=0,04$  соответствует недостатку топлива;  $c_{fu0}=0,058$  соответствует стехиометрическому соотношению;  $c_{fu0}=0,075$  соответствует избытку топлива [31, P.183-195].

Проведем тестовые расчеты для проверки возможности использования построенной нами математической модели, выбранного численного метода и пакета компьютерных программ «*FLAME – PULS*». Для этого проведем расчет модельной задачи, результаты которой можно сравнить с экспериментальными данными. Рассмотрим задачу об обтекании горизонтальной твердой поверхности турбулентной струей воды, истекающей из сопла, радиус которого равен  $R = 0.02$  м, со скоростью  $U = 2.7$  м/с, при  $T = 293$  К,  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>;  $\mu = 1.0015 \cdot 10^{-3}$  нс/м<sup>2</sup>. Задачу будем считать изотермической, а физические свойства жидкости постоянными. Все данные выбраны как в работах [134, 150].

На рисунке 99 приведены результаты расчета безразмерной скорости:

$$\frac{U}{U_m} = f\left(Y / Y_{\frac{U_m}{2}}\right),$$

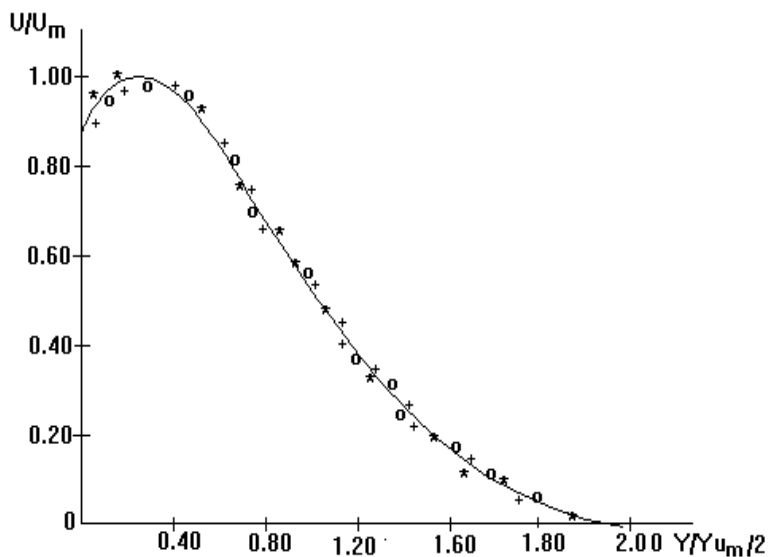
здесь же нанесены безразмерные профили скорости, полученные экспериментально [150] и в автомодельном приближении [134]. Мы видим хорошее совпадение результатов численного моделирования с экспериментальными данными и с автомодельным профилем, что говорит о том, что выбранная модель турбулентности и метод могут быть использованы для расчета более сложной задачи о турбулентной струе реагирующего газа.

Экспериментальные данные по измерению осредненных и пульсационных величин при смешанной конвекции воздуха в трубе, представленные в работах [151-152], использовались для тестирования выбранного нами метода и модели турбулентности при решении задачи о влиянии подъемной силы воздуха в обогреваемой трубе.

На рисунках 100-101 показано сравнения наших численных линий и экспериментальных (точки) [150] распределений осредненных скоростей и температур, пульсационных характеристик в относительных координатах при неизотермическом течении воздуха при значениях числа Грасгофа  $Gr$ , (равных  $1.1 \cdot 10^7$  и  $1.5 \cdot 10^7$ ). Анализ графиков на рис. 100-101 говорит о том, что выбранная модель турбулентности правильно описывает распределение температуры, профиль скорости, возникающий под действием подъемных сил, хотя предлагает несколько завышенные значения максимальной скорости, сдвигая максимум к стенке. Влияние сил плавучести на пульсационные величины в потоке воздуха иллюстрируется на рис.102, где проводится сопоставление численных и экспериментальных [152] распределений турбулентного трения  $\overline{u'v'}$ . Мы видим качественное совпадение результатов численного моделирования и экспериментальных данных, которые представлены в универсальных координатах для 2-х значений числа Грасгофа  $1.1 \cdot 10^7$  и  $1.57 \cdot 10^7$ . Видно качественное совпадение: расчетные и экспериментальные значения  $\overline{u'v'}$  одного порядка и в окрестности  $y/r_m$  (координата, соответствующую максимуму осредненной скорости) величина  $\overline{u'v'}$  меняет знак.

Настоящие расчеты были проделаны с целью проверки возможности применения алгебраического моделирования напряжений и пакета программ «*FLAME – PULS*» для описания влияния подъемной силы на течение жидкости в

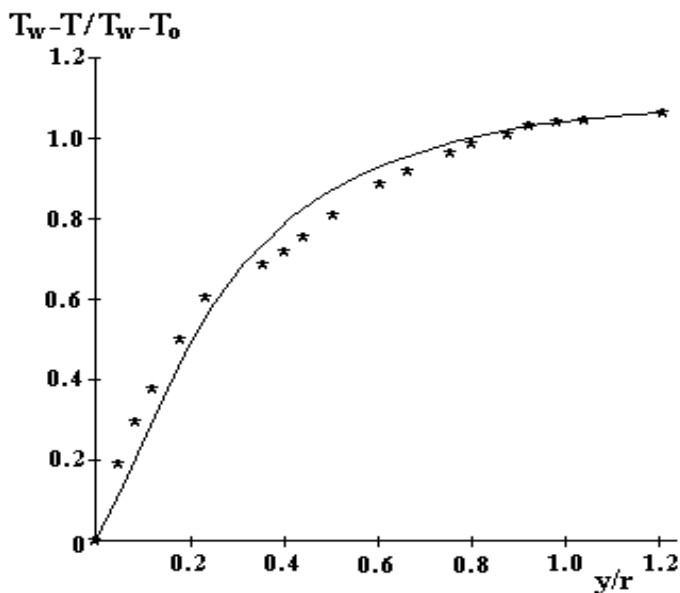
трубе. Можно сказать, что модельное представление смешанных корреляций  $\overline{u'v'}$  находится в хорошем качественном согласии с данными измерений и может быть применено для расчета более сложных течений, что и сделано в этом разделе ниже.



°, \* - эксперимент [150], + - автомодельное решение [9], линия - численное моделирование

Рисунок 99 - Сравнение расчетных относительных профилей скорости в пристенной турбулентной струе воды с данными работ [150, 9]





\* - эксперимент [151], линия - численное моделирование,  
 $Gr=1.57 \cdot 10^7$

Рисунок 101- Сравнение относительного профиля температуры с экспериментальными данными

Результаты вычислительных экспериментов по влиянию начальной концентрации на характеристики ламинарного и турбулентного факелов представлены на рисунках 103-105. На рисунке 103 приведено изменение координаты фронта пламени в зависимости от продольной координаты  $x$  при различных значениях начальной концентрации топлива. Положение фронта пламени определялось по максимальной температуре. Из этого рисунка следует, что с увеличением начальной концентрации топлива с от 0,04 до 0,75 факел становится шире и длиннее.

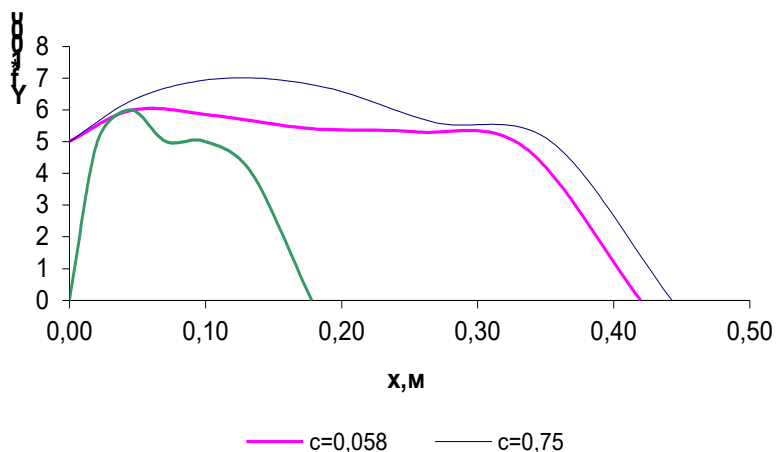


Рисунок 103 – Влияние начальной концентрации на форму ламинарного факела

Анализ рисунка 104 показывает, что скорость во фронте пламени сначала уменьшается тем сильнее, чем больше концентрация топлива, но затем происходит ускорение потока в области фронта. Таким образом, можно сделать вывод о том, что горение ускоряет течение в свободной струе, что и должно приводить к нарушению ее автомодельности. Этот вопрос является задачей дальнейших исследований и будет представлен ниже в следующих разделах монографии.

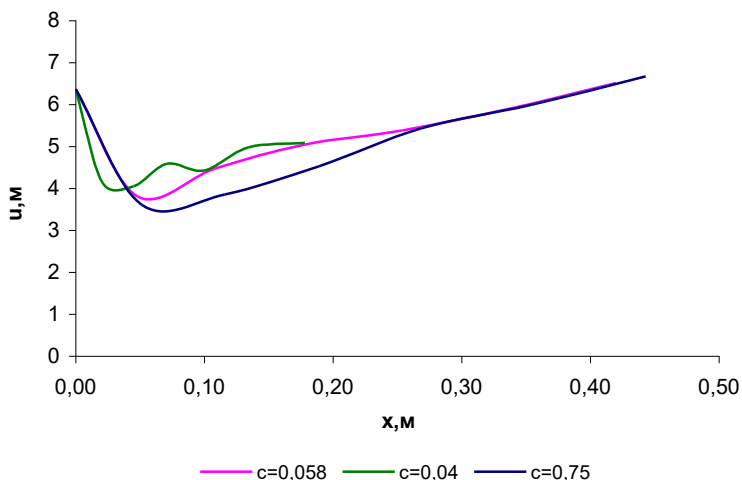


Рисунок 104 – Влияние начальной концентрации топлива на скорость во фронте пламени при горении ламинарной струи

На рисунке 105 представлены результаты, аналогичные рисунку 103, но для турбулентного факела. Сравнение этих двух рисунков приводит к следующим выводам: влияние начальной концентрации топлива на форму диффузионного факела в ламинарном и турбулентном режимах течения качественно совпадает; влияние начальной концентрации топлива в количественном отношении сильнее сказывается в ламинарном факеле - ламинарный факел примерно в два раза длиннее турбулентного.

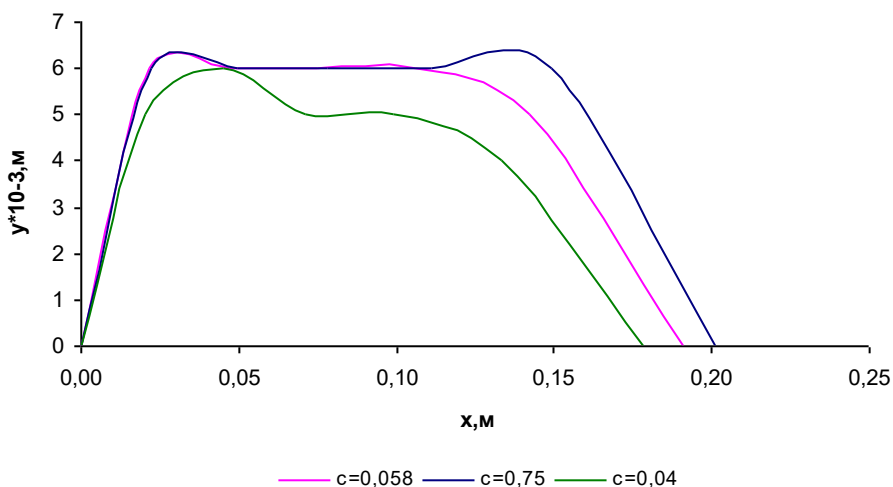


Рисунок 105 – Влияние начальной концентрации на форму турбулентного факела

### 6.3 Влияние подъемной силы на горение метана в камере сгорания

В этом разделе монографии проведены вычислительные эксперименты по численному исследованию влияния подъемной силы на турбулентный газовый факел. Решена задача о диффузионном горении турбулентной струи метана, распространяющейся вдоль оси прямоугольного канала в спутном потоке окислителя (см. схему течения). Численное решение получено с учетом и без учета подъемной силы.

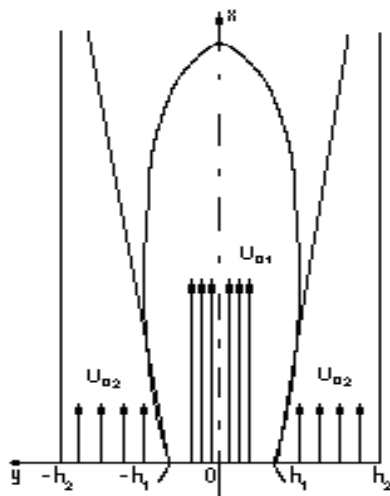


Схема течения

На рисунке 106 приведена относительная температура во фронте факела для различных сечений струи для двух случаев течения: с учетом  $g \neq 0$  и без учета подъемной силы  $g = 0$  [161-164]. Анализ рисунка 106 показывает, что учет подъемной силы ( $g \neq 0$ ) приводит к тому, что факел становится намного короче и шире. Возможно, это связано с тем, что подъемная сила приводит к турбулизации течения. Так как скорость горения диффузионного факела лимитируется скоростью перемешивания топлива и окислителя на границе струи, то чем больше пульсации, тем быстрее происходит это перемешивание, а следовательно топливо будет сгорать быстрее.

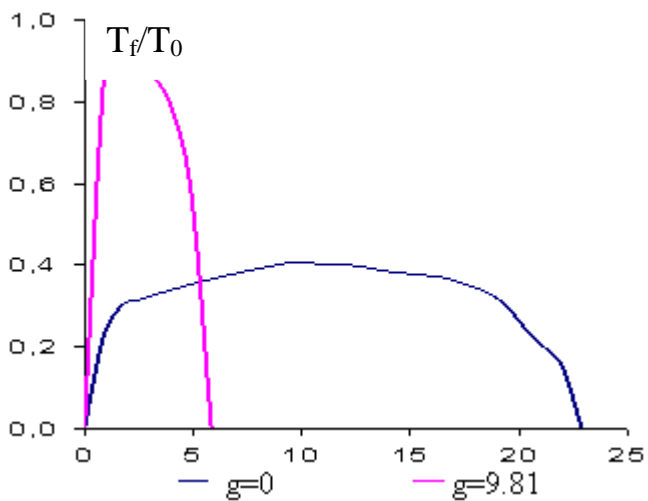


Рисунок 106 - Форма факела

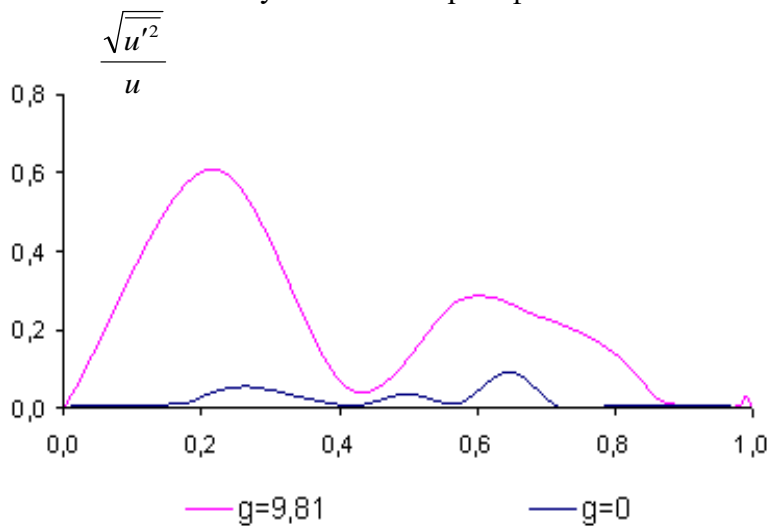


Рисунок 107- Распределение продольных относительных пульсаций скорости поперек струи при  $x/h=0,9$

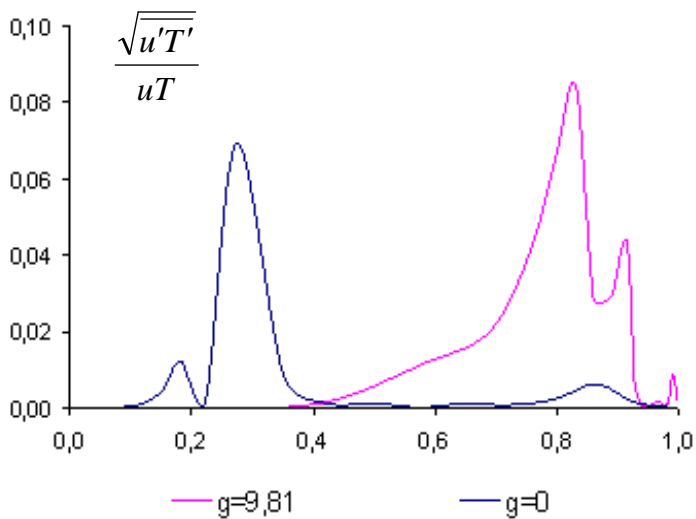


Рисунок 108 - Распределение корреляций пульсаций скорости и температуры поперек струи при  $x/h=0,9$

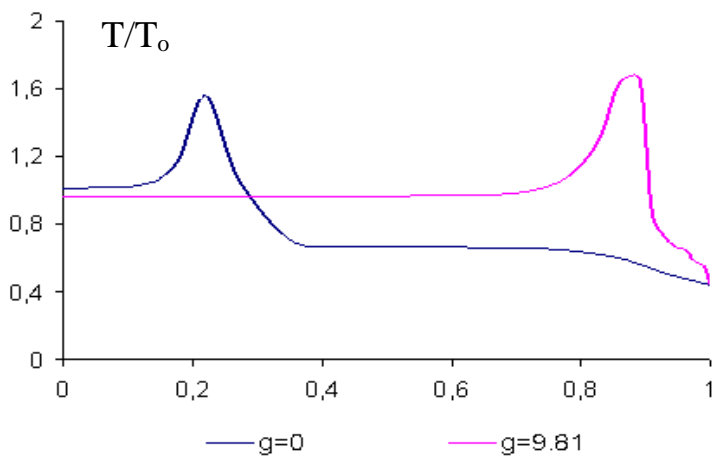


Рисунок 109 - Распределение осредненной температуры поперек струи при  $x/h=0,9$

Для подтверждения этого предположения, были построены графики распределения относительных пульсаций скорости  $\frac{\sqrt{u'^2}}{u}$  и корреляций пульсаций скорости и температуры  $\frac{\sqrt{u'T'}}{uT}$ , которые приведены на рисунках 107 - 108.

Анализ этих рисунков показывает, что значения относительных пульсаций скорости с учетом естественной конвекции ( $g \neq 0$ ) намного больше, чем в ее отсутствие (рисунок 107), что подтверждает наше предположение о турбулизации течения при горении. Корреляции пульсаций скорости и температуры для двух случаев (с учетом  $g=0$  и без учета  $g \neq 0$  подъемной силы) приведены на рисунке 108. Можно заметить, что в количественном отношении корреляции для этих двух типов течения отличаются не очень сильно, но максимумы пульсаций находятся в различных частях канала в соответствии с положением фронта пламени: максимумы пульсаций  $u'T'$  в первом случае ( $g=0$ ) смещены к центру, а во втором случае ( $g \neq 0$ ) – к периферии.

Положение фронта пламени определяется по максимуму осредненной температуры, распределение которой приведено на рисунке 109. Из анализа рисунка следует, что в случае, когда подъемная сила не учитывается, факел более узкий, и фронт пламени находится ближе к оси струи. Факел с учетом подъемной силы настолько расширяется, что фронт пламени приближается к стенкам канала.



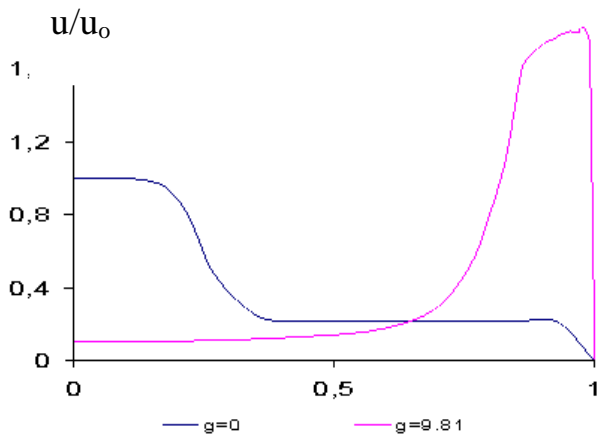


Рисунок 110 - Распределение осредненной скорости поперек струи при  $x/h=0,9$

Относительные пульсации скорости (рисунок 107) не так однозначно зависят от распределения осредненных скоростей, приведенных на рисунке 110. Это объясняется сложным характером зависимости относительных пульсаций скорости в формуле (35) от кинетической энергии турбулентности, скорости ее диссипации, а также от градиента средней скорости и корреляций продольной и поперечной пульсаций скорости.

Изменение максимальной скорости и температуры вдоль струи приведено на рисунках 111, 112. Из рисунка 111 следует, что подъемная сила оказывает очень сильное влияние на эти характеристики. При  $g=0$  максимальная скорость практически не меняется, а при  $g \neq 0$  течение ускоряется более чем в 2 раза на протяжении факела. После того, как горение заканчивается, скорость течения резко падает.

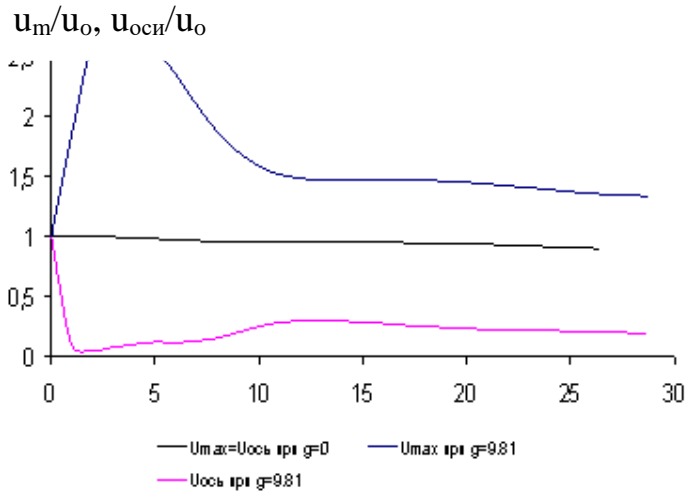


Рисунок 111 - Изменение максимальной скорости и скорости на оси струи

Из рисунка 111 также видно, что в отсутствие подъемной силы максимум скорости находится на оси струи, а «ступенька» в распределении скорости соответствует различию в начальных скоростях топлива и окислителя. Когда учитывается подъемная сила, происходит качественное изменение профиля скорости: максимум скорости находится во фронте пламени около стенки. Очевидно, это происходит из-за того, что в области фронта пламени имеется наибольший градиент плотности, так как температура во фронте горения максимальная, а на стенке — минимальная. Следовательно, наибольшее влияние подъемной силы наблюдается именно в этой части канала, что приводит к ускорению течения.

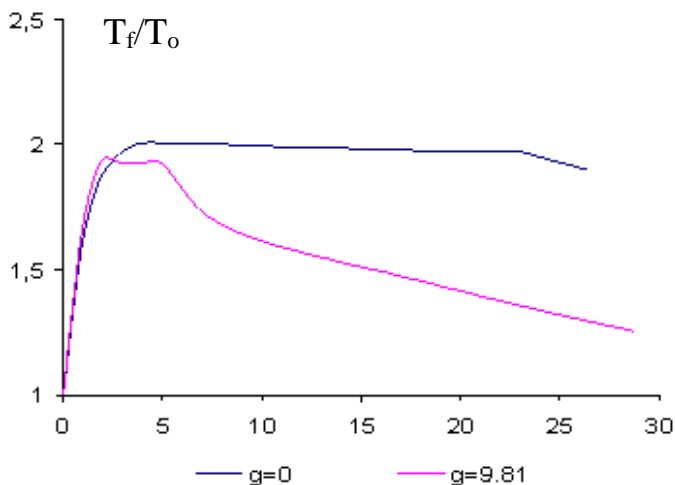


Рисунок 112 - Изменение температуры во фронте пламени вдоль струи

Максимальная относительная температура во фронте пламени, приведенная на рисунке 112, не сильно зависит от учета подъемной силы и остается практически постоянной на всем протяжении факела. По окончании горения в обоих случаях температура падает.

#### 6.4 Влияние начального уровня турбулентности на осредненные и пульсационные характеристики газового факела

В этом разделе монографии проведено численное моделирование процессов турбулентного теплопереноса при горении спутной струи метана и исследовано влияние начального уровня турбулентности на осредненные и пульсационные характеристики факела [165-170].

На рисунке 113 представлена зависимость длины факела от начального уровня турбулентности. Мы видим, что при небольших значениях начального уровня турбулентности

( $tu_0 < 0,15$ ) длина факела практически не меняется, но в целом имеет место тенденция к ее уменьшению, а при  $0,15 < tu_0 < 0,25$  наблюдается резкий спад, происходит срыв горения, и при  $tu_0 > 0,25$  длина факела асимптотически стремится к нулю.

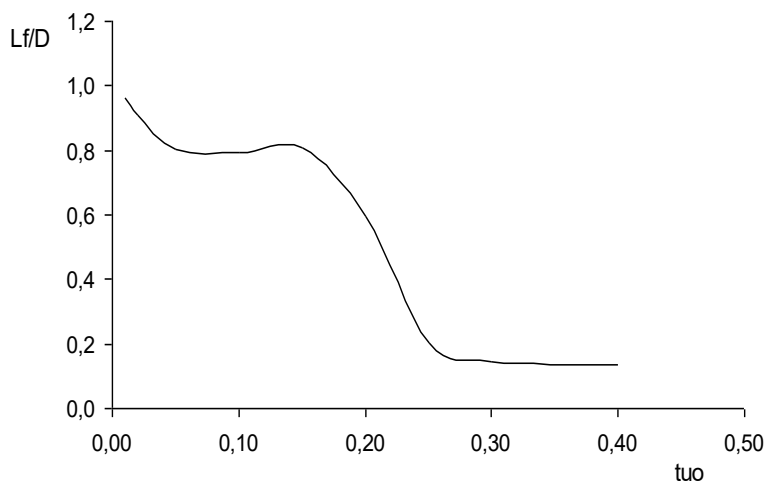


Рисунок 113 - Зависимость длины факела от начального уровня турбулентности

На рисунке 114 изображена форма факела для трех значений начального уровня турбулентности. Во всех случаях, факел сначала расширяется, а затем замыкается на оси. Ширина факела с увеличением начального уровня турбулентности возрастает, а при дальнейшем увеличении  $tu_0$  – уменьшается (рисунок 114). При больших начальных уровнях пульсаций ( $tu_0 > 0,25$ ) происходит срыв горения и длина факела резко уменьшается. Такое поведение формы факела подтверждается рисунком 115, на котором представлено зависимость максимальной ширины факела от начального уровня турбулентности.

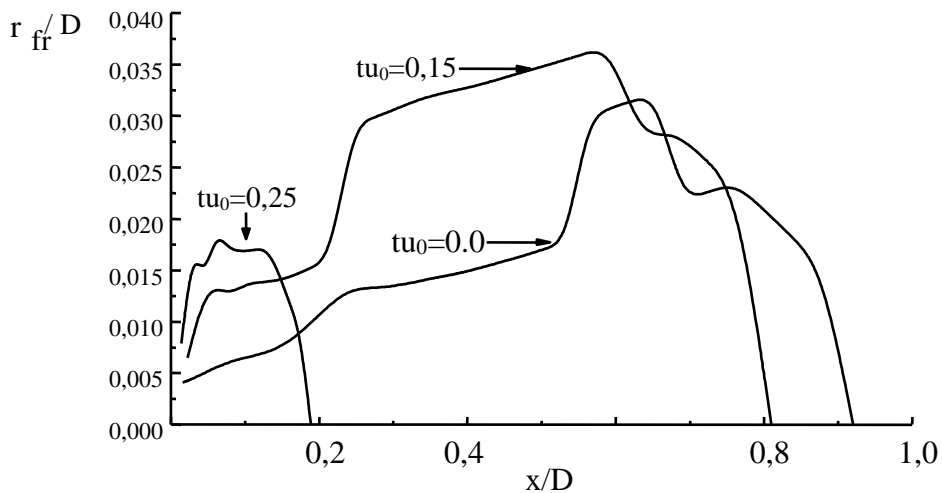


Рисунок 114 - Форма факела при различных уровнях турбулентности

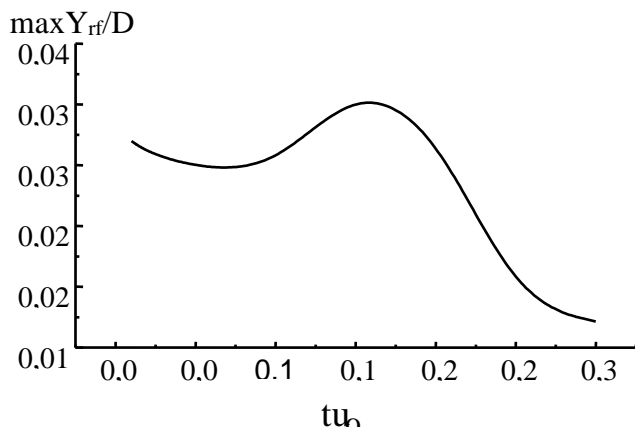


Рисунок 115 - Зависимость максимальной ширины факела от начального уровня турбулентности

Аналогично себя ведут значения температуры во фронте факела и на оси факела, что хорошо демонстрируется рисунками 116 и 117. Характер распределений значений температур вдоль факела при разных значениях начального уровня турбулентности различен, но везде температура во фронте факела сначала немонотонно возрастает до тех пор, пока не закончится горение, в дальнейшем наблюдается монотонный спад температуры (рисунок 116).

Для температуры на оси факела можно отметить, что вначале наблюдается ее монотонный рост до тех пор, пока не закончится горение. После окончания горения температура на оси факела монотонно убывает (рисунок 117). Анализ полученных результатов указывают на то, что температура горения в целом существенно зависит от уровня турбулентности.

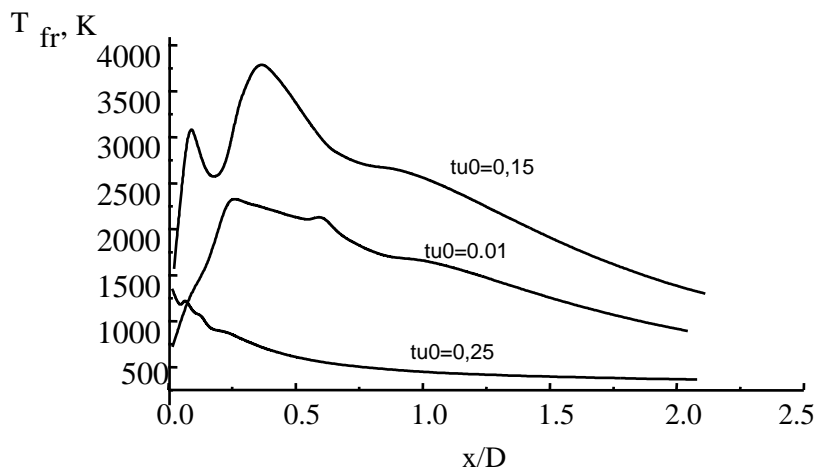


Рисунок 116 - Изменение температуры горения во фронте факела при различных уровнях турбулентности

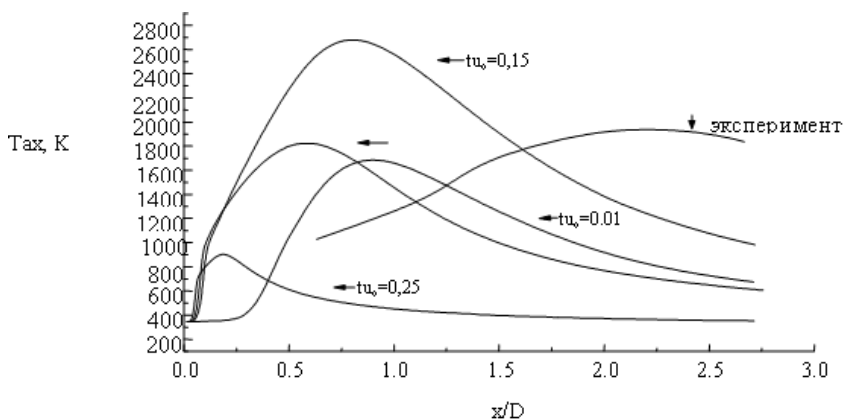


Рисунок 117- Изменение температуры на оси струи при различных уровнях турбулентности

На рисунке 118 приведены также экспериментальные данные [31, р.183-195]. Наблюдается лишь качественное согласие с настоящим расчетом. Значительное количественное расхождение расчетов с экспериментальными данными можно объяснить следующим образом. Дело в том, что в работе [31, р.183-195] не указывается, при каком начальном уровне турбулентности проводился эксперимент, тогда как наше исследование показало, что этот параметр существенно изменяет картину горения. Кроме того, в эксперименте факел распространялся в широком канале, а в нашем расчете влиянием стенок пренебрегалось. Из-за отличий в геометрии задачи не следует ожидать количественного совпадения. Результаты настоящего расчета качественно согласуются с численным решением [29, с.3-12]. Влияние начального уровня турбулентности на максимальную температуру во фронте пламени показано на рисунке 118. Анализ этого рисунка показывает, что увеличение начального уровня турбулентности при  $tu_0 < 0,15$  приводит к росту максимальной температуры  $T_{fr}$ , а при  $tu_0 > 0,15$  наблюдается довольно резкое уменьшение этой

температуры, что соответствует падению длины факела на рисунке 113. Аналогично зависит от начального уровня турбулентности и максимальная температура на оси  $\max T_{ax}$  (рисунок 119).

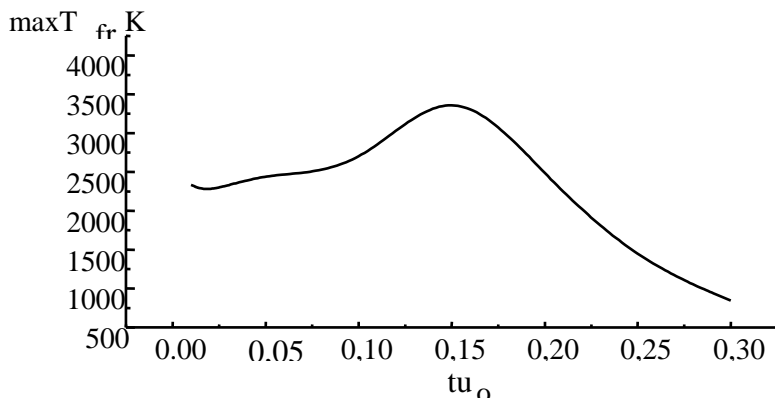


Рисунок 118 - Зависимость максимальной температуры горения во фронте от начального уровня турбулентности

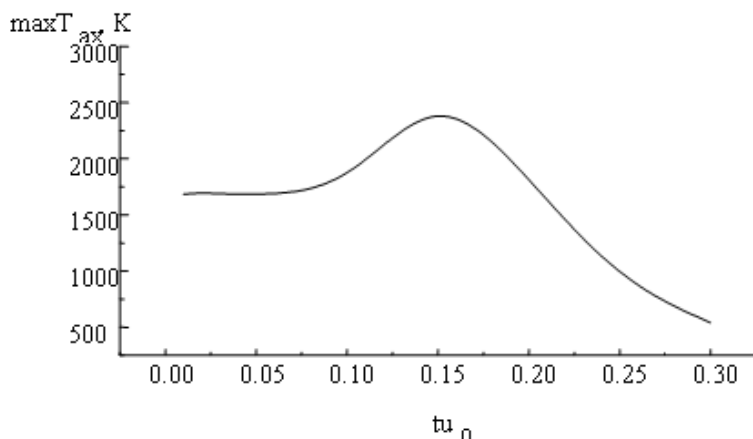


Рисунок 119 - Зависимость максимальной температуры на оси струи от начального уровня турбулентности



Такое изменение температуры можно объяснить следующим образом. Поскольку при диффузионном горении скорость реакции лимитируется скоростью смешения реагентов (метан, кислород), то при увеличении начального уровня турбулентности перемешивание топлива и окислителя становится более интенсивным и скорость горения возрастает, что влечет за собой выделение большого количества тепла, а следовательно ведет к увеличению температуры. Однако при  $tu_0 > 0,15$  пульсации скорости становятся настолько большими, что они препятствуют реагированию и в конечном итоге приводят к срыву горения. Поэтому при  $tu_0 > 0,15$  происходит резкое уменьшение температуры горения в целом.

Этот вывод подтверждают рисунки 120, 121. На рисунке 120 приведены распределения концентраций метана и кислорода в различных сечениях факела для  $tu_0 = 0,10$ . В начале факела происходит неполное сгорание метана, о чем свидетельствуют довольно большие значения концентраций  $CH_4$  и  $O_2$  в области вне фронта факела (положение фронта определяется по пересечению кривых концентрации для  $CH_4$  и  $O_2$ ). В дальнейшем, в том числе и в конце факела, топливо сгорает почти полностью.

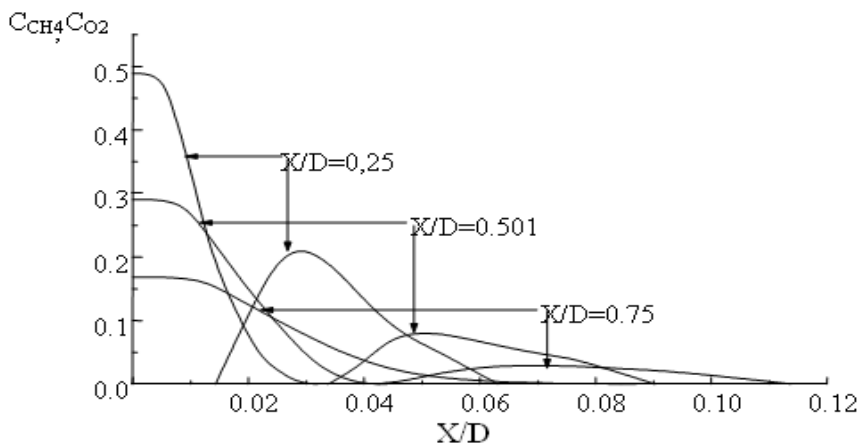


Рисунок 120 - Профили концентраций топлива и окислителя в различных сечениях факела при  $tu_0=0,10$

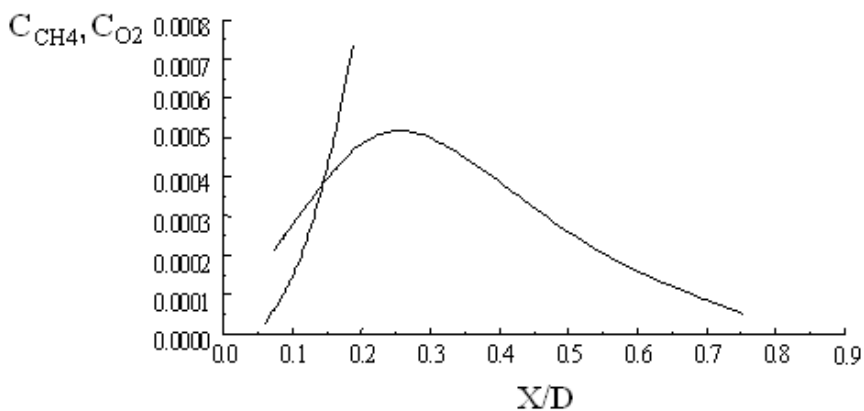


Рисунок 121 - Профили концентраций топлива и окислителя в различных сечениях факела при  $tu_0=0,25$

На рисунке 121 приведены те же распределения концентраций, что и на рисунке 120, но для  $tu_0=0,25$ . В этом случае, в отличие от предыдущего, наблюдается обратная картина: из-за больших пульсаций сгорание топлива происходит

дит не полностью. Это подтверждает рисунок 122, где приведены суммарные значения концентрации непрореагировавшего топлива, определенные путем интегрирования кривых на рисунках 120, 121 от положения фронта до  $\infty$ . При  $tu_0=0,10$  при  $x/D=0,256$  наблюдается наибольшее количество несгоревшего метана, а к концу факела ( $x/D=0,755$ ) метан почти полностью сгорает. При большом начальном уровне турбулентности ( $tu_0=0,25$ ) количество несгоревшего метана к концу факела, наоборот, увеличивается, что согласуется с предположением о разном влиянии начального уровня турбулентности на скорость реакции (при  $tu_0<0,15$  пульсации скорости способствуют, а при  $tu_0>0,15$  – препятствуют сгоранию топлива).

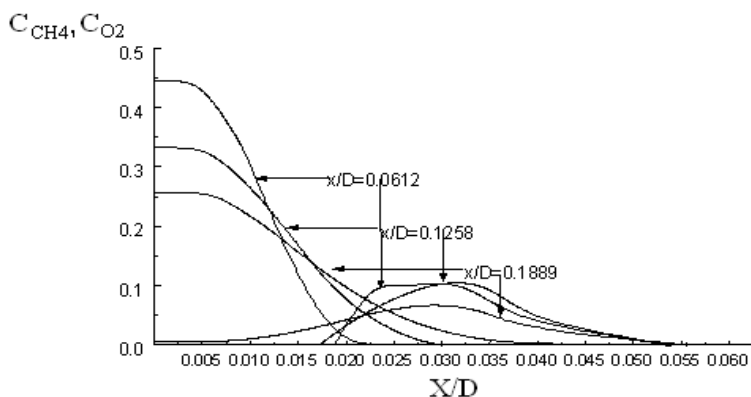


Рисунок 122 - Суммарная концентрация непрореагировавшего топлива в различных сечениях факела при  $tu_0=0,10$  и  $tu_0=0,25$ .  $tu_0$ : 1 - 0,10; 2 - 0,25

На рисунке 123 для четырех выборочных вариантов представлены изменения максимальной кинетической энергии турбулентности вдоль факела. При маленьких начальных уровнях турбулентности ( $tu_0<0,15$ ) изменение кинетической энергии турбулентности вдоль оси  $x$  монотонное, при этом максимумы кривых смещаются к нача-

лу факела, а при  $tu_0 > 0,15$  максимум пульсаций находится в начале струи и затем резко уменьшается. Возможно, это связано с тем, что горение оказывает обратное влияние на турбулентную структуру; это влияние является неоднозначным и требует дальнейших тщательных исследований.

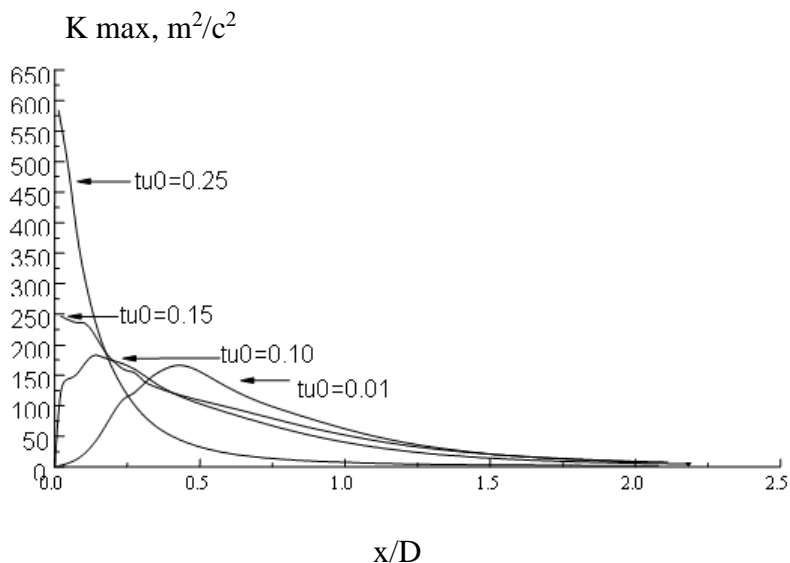


Рисунок 123 - Влияние начального уровня турбулентности на максимальное значение кинетической энергии турбулентности

Таким образом, проведенный анализ полученных результатов показал, что уменьшение длины факела в зависимости от начального уровня турбулентности происходит по-разному в различных интервалах изменения  $tu_0$ . При начальных уровнях турбулентности свыше 25 % происходит срыв горения. Ширина факела с увеличением начального уровня турбулентности изменяется немонотонно. Температура в факеле в целом зависит от уровня турбулентности: максимальные температуры во фронте пламени и на оси струи при небольших начальных уровнях турбу-

лентности растут с увеличением  $tu_0$ , а при  $tu_0 > 0,15$  – падают. При небольших начальных уровнях турбулентности метан сгорает практически полностью, а при высоких начальных уровнях турбулентности количество несгоревшего метана к концу факела, наоборот, увеличивается. Предположительно это связано с тем, что при низких  $tu_0$  пульсации скорости способствуют, а при высоких  $tu_0$  – препятствуют сгоранию топлива.

Изменение кинетической энергии турбулентности вдоль оси  $x$  при различных начальных уровнях турбулентности качественно отличается для малых и больших значений  $tu_0$ . На рисунке 124 приведено изменение кинетической энергии турбулентности на оси камеры сгорания при различных начальных уровнях турбулентных пульсаций. Интересно, что при  $x \geq 3$  м кинетическая энергия турбулентности становится примерно одинаковой независимо от  $Tu_0$ . При этом  $k$  для случая  $Tu_0 = 18\%$  ведет себя аномальным образом: сначала увеличивается, а затем резко уменьшается и становится даже ниже, чем при более низких значениях  $Tu_0$ . При  $Tu_0 < 18\%$  максимума кинетической энергии в начальном участке факела не наблюдается, а происходит увеличение  $k$  в основном участке факела.

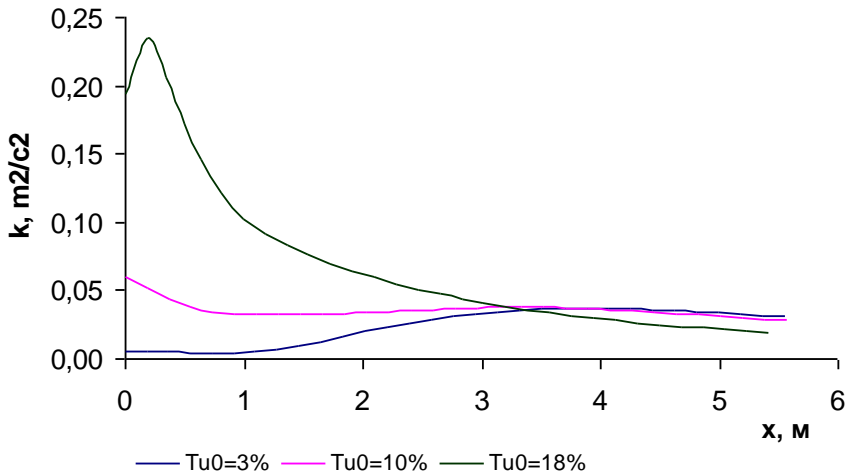


Рисунок 124 - Влияние начального уровня турбулентности на изменение кинетической энергии турбулентности

На рисунках 125 - 130 приведено распределение кинетической энергии турбулентности и уровня турбулентности в различных сечениях струи, соответствующих области в ядре факела при различных значениях уровня начальной турбулентности:  $Tu_0 = 3\%$ ,  $10\%$ ,  $18\%$ .

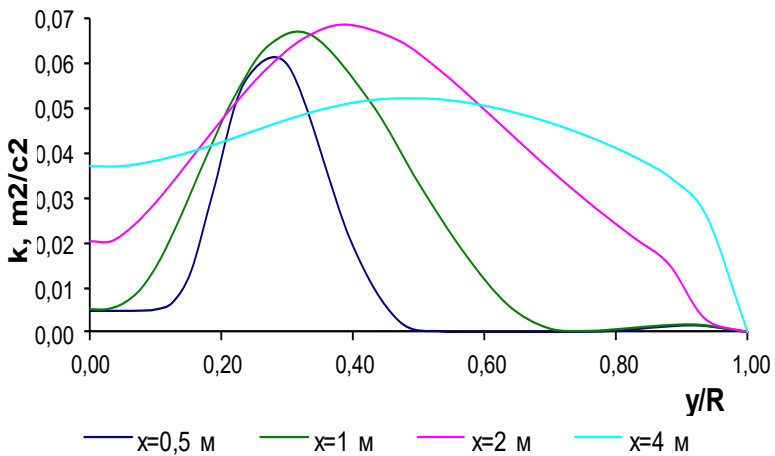


Рисунок 125 – Распределение кинетической энергии турбулентности при  $Tu_0=3\%$

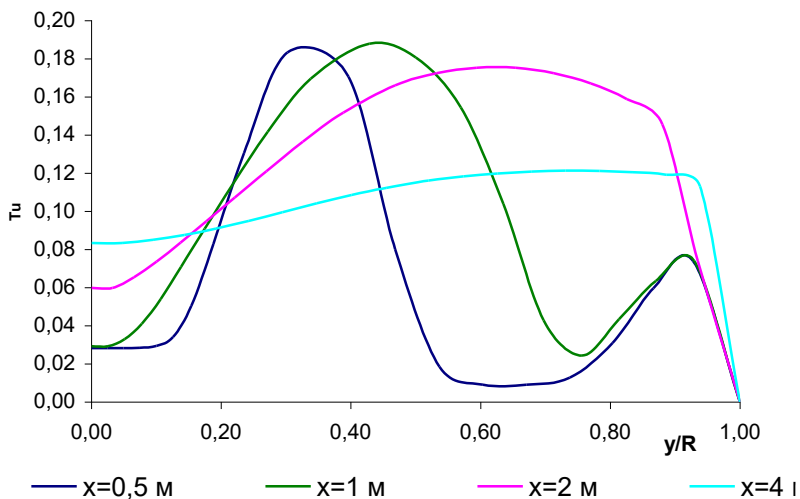


Рисунок 126 – Распределение уровня турбулентности при  $Tu_0=3\%$

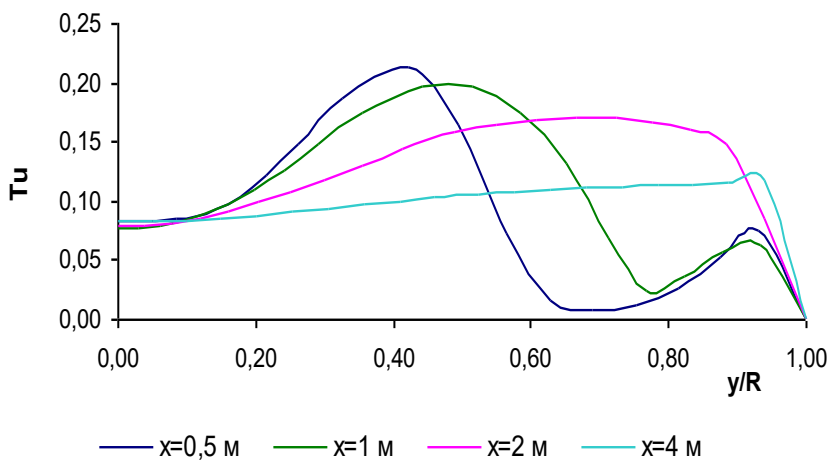


Рисунок 127 – Распределение уровня турбулентности при  $Tu_0=10\%$

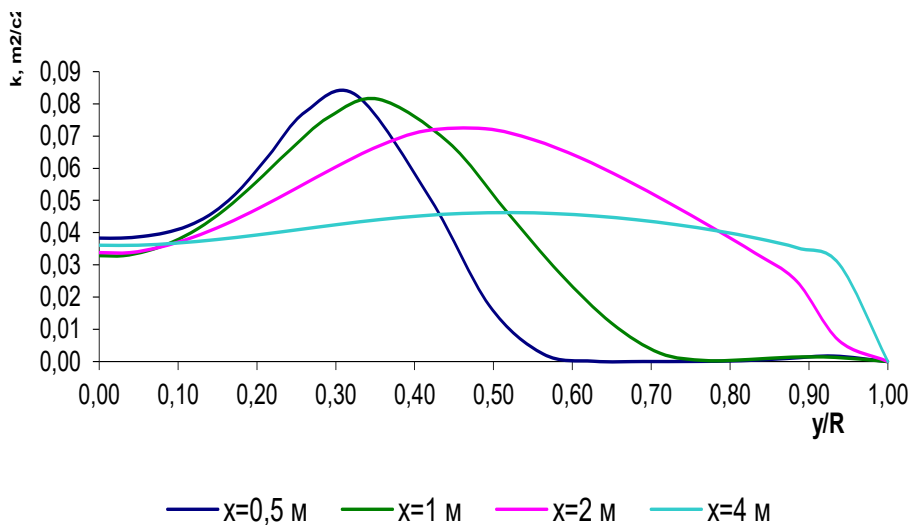


Рисунок 128 – Распределение кинетической энергии турбулентности при  $Tu_0=10\%$



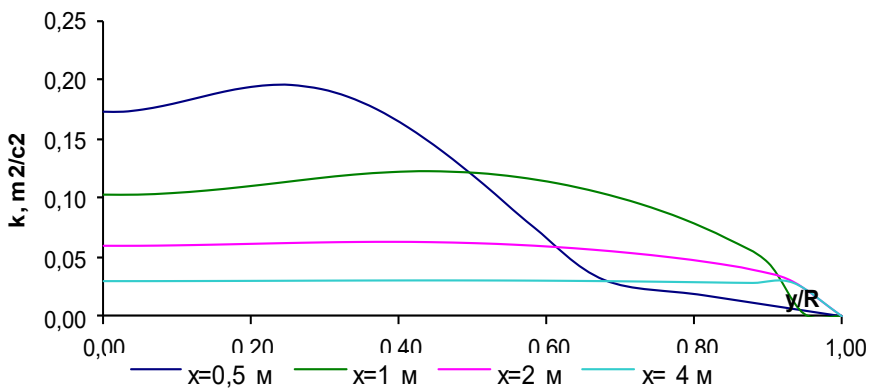


Рисунок 129 – Распределение кинетической энергии турбулентности при  $Tu_0=18\%$

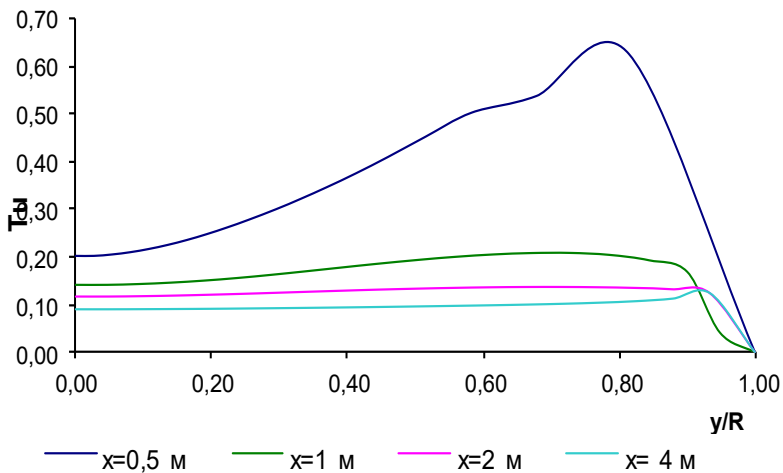


Рисунок 130 – Распределение уровня турбулентности при  $Tu_0=18\%$

Из этих рисунков видно, что кинетическая энергия турбулентности  $k$  имеет максимум в области фронта пламени, то есть горение турбулизует течение. Это подтверждается рисунком 129, на котором распределение  $k$  имеет однородный характер, а этот вариант соответствует  $Tu_0 = 18\%$ , при котором горение практически отсутствует.

Распределение уровня турбулентности отличается от распределения кинетической энергии турбулентности тем, что в первом случае кроме максимума во фронте пламени имеется максимум относительных пульсаций у стенок камеры сгорания. Объясняется это тем, что хотя абсолютные пульсации у поверхности небольшие, но и средняя скорость у поверхности очень мала, поэтому отношение этих величин достигает больших значений. При  $Tu_0 = 18\%$  распределение уровня турбулентности имеет один максимум возле стенки, так как фронт пламени в этом случае практически отсутствует.

Т.о., увеличение начального уровня турбулентности  $Tu_0$  приводит к интенсификации перемешивания топлива и окислителя: скорость горения увеличивается, что приводит к увеличению температуры факела. Дальнейшее увеличение уровня турбулентности вызывает рост пульсаций, что приводит впоследствии к срыву горения и к резкому уменьшению температуры в зоне течения.

## **6.5 Результаты исследования автомодельности при турбулентном горении газового факела**

В этом разделе было исследовано влияние горения на автомодельность течения в струе. Была решена задача о горении свободной турбулентной струи метана в воздухе. Результаты расчета для реагирующей струи сравниваются с инертной струей метана в воздухе для аналогичных начальных параметров ( $U_0=87$  м/с,  $r_0=0,01$  м,  $T_0=300$  К).

Анализ рисунка 131 показывает, что максимальная ширина факела для нашей задачи составляет 25 см и находится на расстоянии 5 м от сопла, а длина факела равна 7 м.

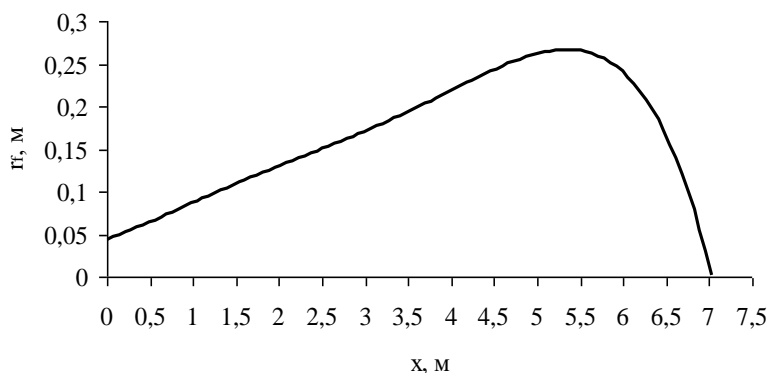


Рисунок 131 – Положение фронта пламени

Рисунок 132 показывает различие в закономерностях изменения температуры во фронте пламени ( $T_{max}$ ) и температуры на оси факела ( $T_{axe}$ ). Температура во фронте пламени резко возрастает до своего максимального значения и затем остается постоянной на всем протяжении факела. Температура  $T_{axe}$  на оси примерно до двух метров остается неизменной, а затем область внутри факела начинает быстро прогреваться и  $T_{axe}$  достигает своего максимального значения на расстоянии, соответствующем максимальной ширине факела.

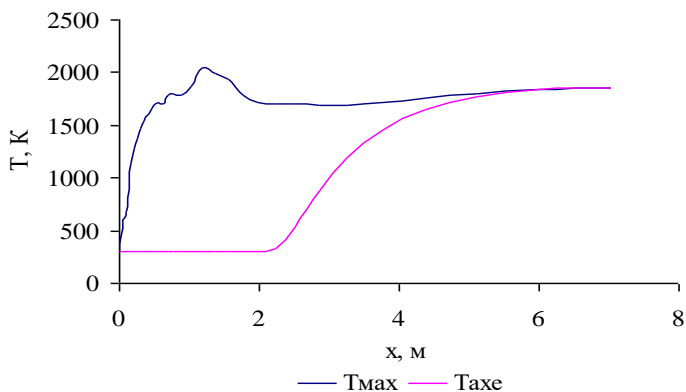


Рисунок 132 – Изменение температуры во фронте пламени ( $T_{max}$ ) и температуры на оси факела ( $T_{axe}$ )

На рисунке 133 сравниваются законы падения скорости на оси реагирующей и инертной струй. При горении начальный участок струи гораздо длиннее и соответственно вся струя более дальнбойная, чем без горения.

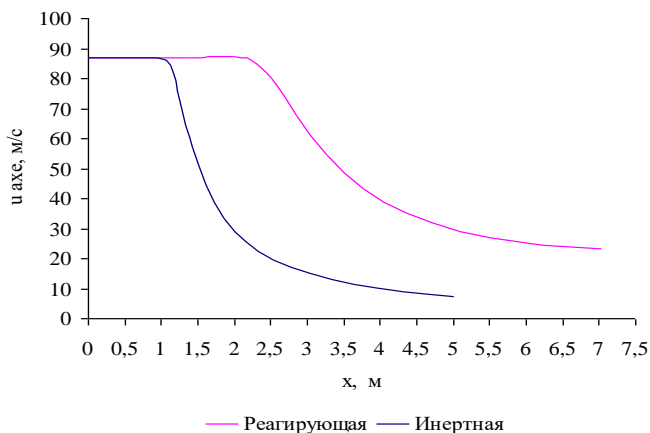


Рисунок 133 – Падение скорости на оси струи

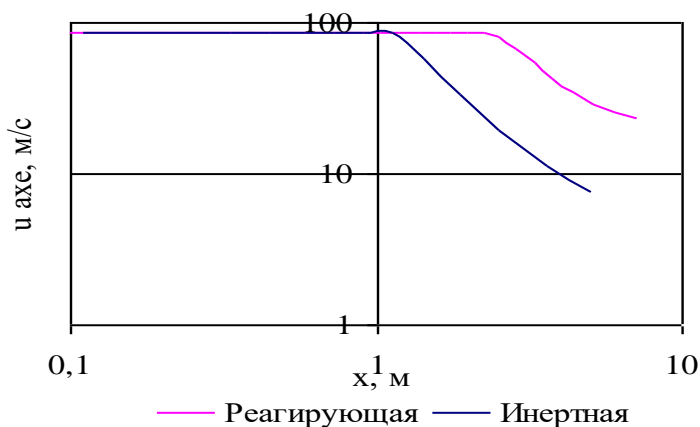


Рисунок 134 – Падение скорости на оси струи

Чтобы сравнить законы падения в основном участке, на рисунке 134 приведены те же результаты в логарифмических координатах. Из анализа этого рисунка можно сделать вывод о том, что закон падения максимальной скорости в основном участке инертной струи является степенным, а в реагирующей струе это не так, так как зависимость  $u(x)$  в логарифмических координатах представляет собой не прямую, а кривую.

На рисунке 135 приведены профили скорости в инертной струе в различных сечениях в размерных координатах, а на рисунке 136 – в безразмерных координатах. Этот рисунок показывает что, в инертной струе наблюдается автомодельность при  $x > 1$  м, что соответствует данным рисунка 133.

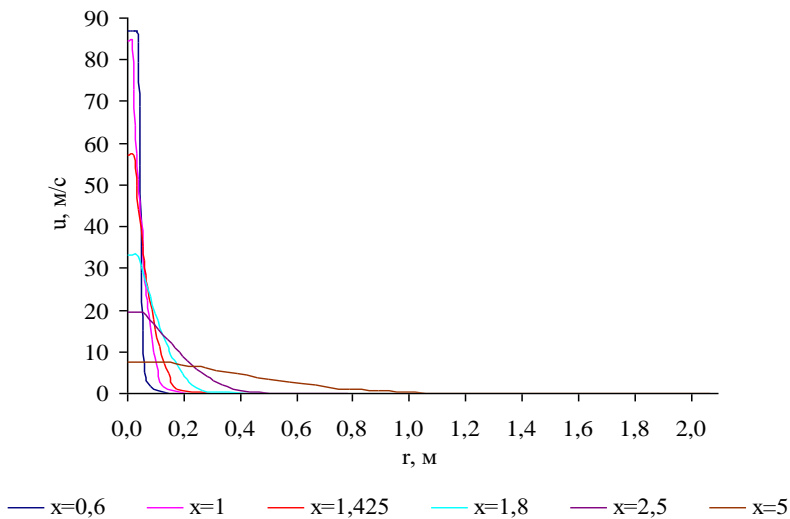


Рисунок 135 – Профили скорости в инертной струе

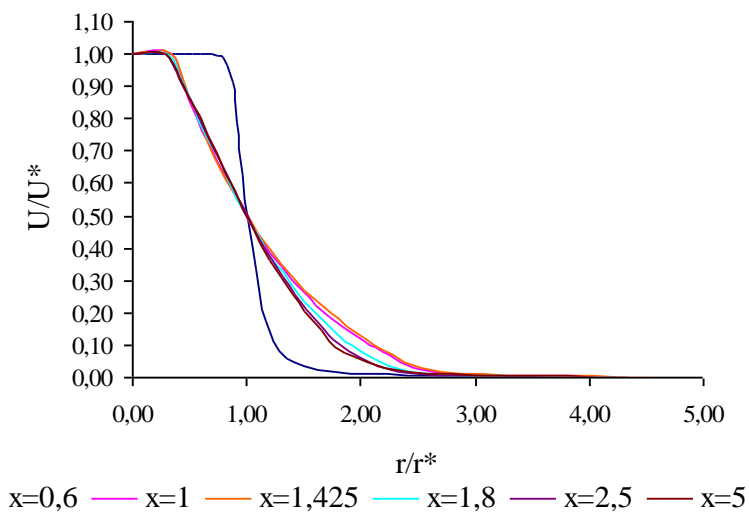


Рисунок 136 – Безразмерные профили скорости в инертной струе

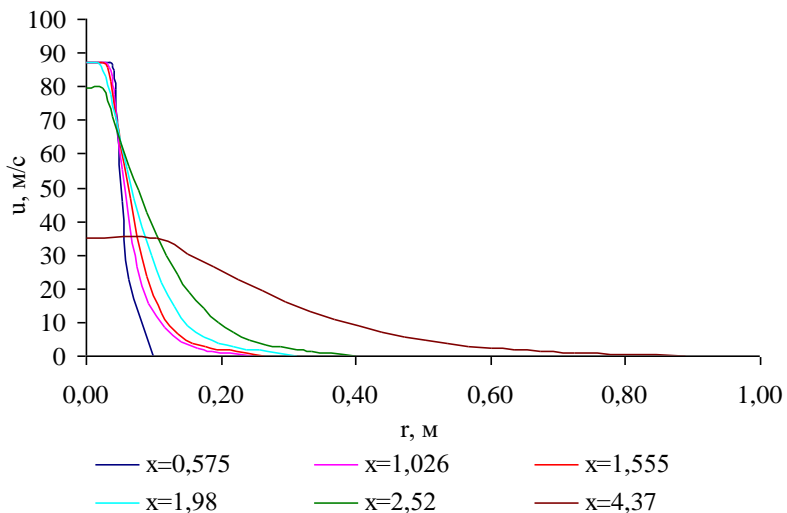


Рисунок 137 – Профили скорости для реагирующей струи

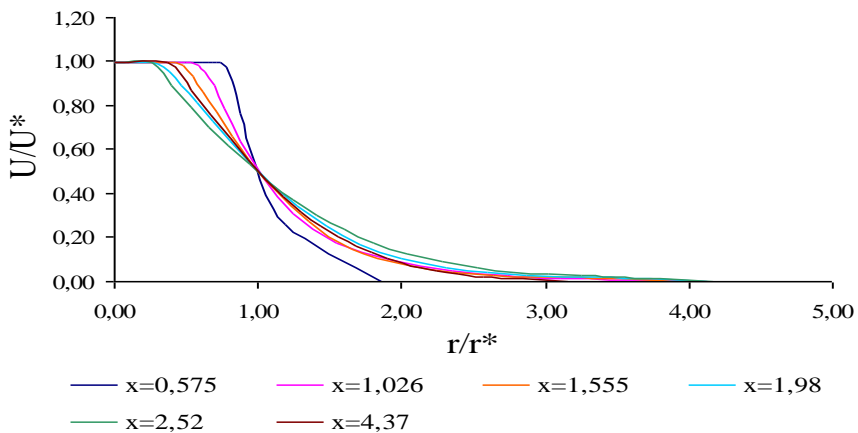


Рисунок 138 – Безразмерные профили скорости для реагирующей струи

На рисунке 137 приведены профили скорости в реагирующей струе метана. Для проверки автомодельности внутри факела на рисунке 138 приведены безразмерные профили скорости в реагирующей струе. Видно, что в реагирующей струе автомодельность отсутствует даже на больших расстояниях от сопла. Это соответствует выводу, сделанному из анализа рисунка 134 об отклонении закона падения скорости от степенного для струи при наличии горения.

Было сделано предположение, что автомодельность течения нарушается только в области внутри факела. На рисунках 139 и 140 показаны профили скорости за факелом, из которых видно, что автомодельность течения в реагирующей турбулентной струе устанавливается только после того, как горение прекратится:  $x > 7$ .

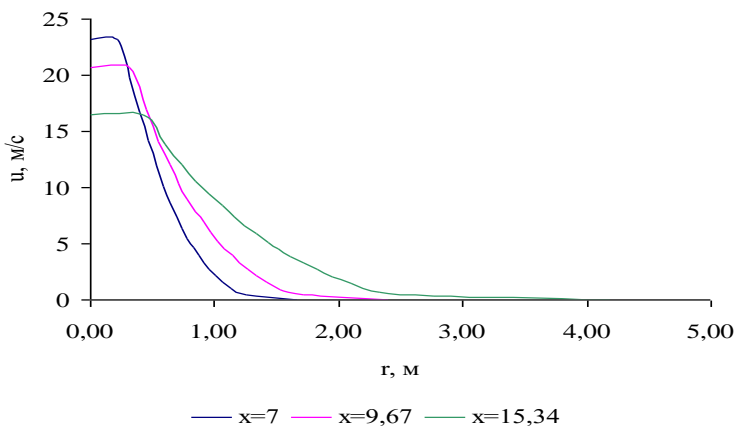


Рисунок 139 – Профили скорости за факелом



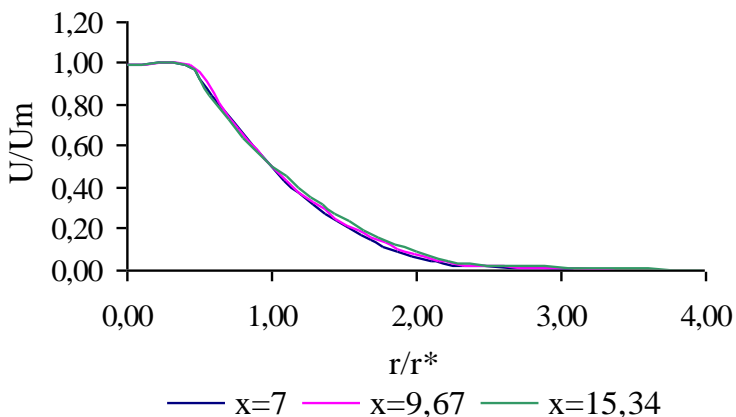


Рисунок 140 – Безразмерные профили скорости за факелом

На рисунке 141 приведены профили температуры в различных сечениях реагирующей струи. Видно, что распределение температуры при горении качественно отличается от полей температуры без горения. В данном случае все профили имеют максимум в области фронта пламени. В отсутствие горения профили температуры аналогичны профилям скорости и являются автомодельными в основном участке струи.

При наличии горения автомодельность температурных полей нарушается, как это видно из рисунка 141, на котором представлены те же самые профили, что и на рисунке 142, но в обобщенных переменных. Компьютерной обработкой данных не удалось подобрать каких-либо других обобщенных переменных, в которых профили температуры были бы подобны.

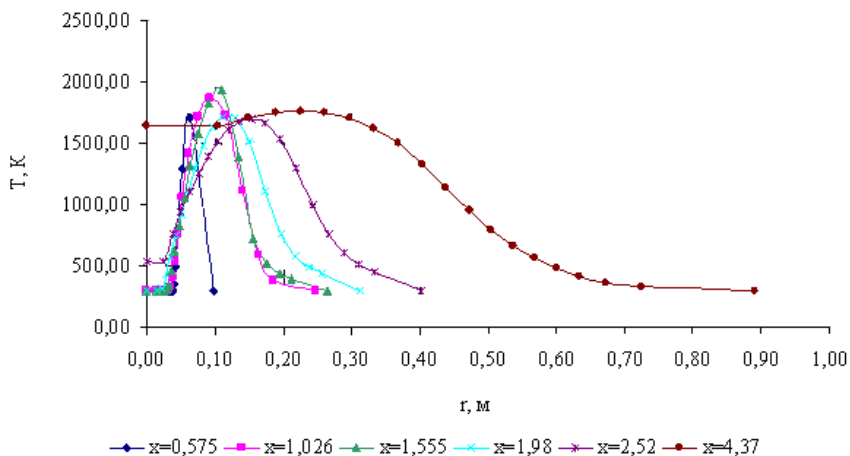


Рисунок 141 – Профили температуры в различных сечениях реагирующей струи

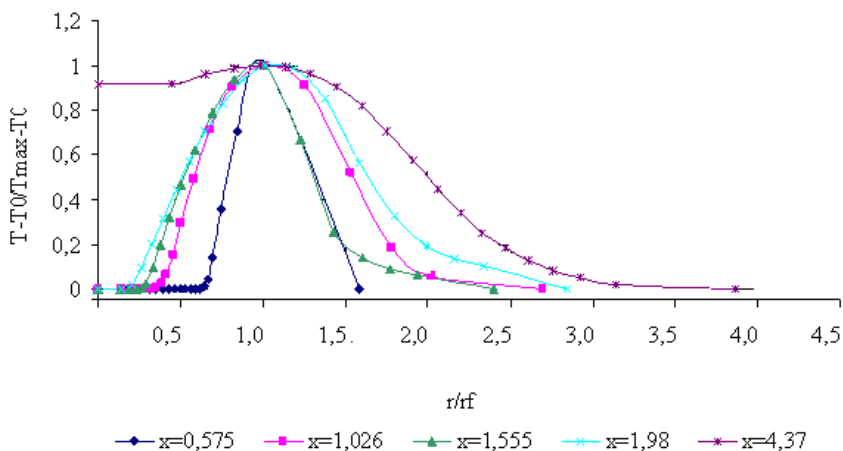


Рисунок 142 – Профили температуры в различных сечениях реагирующей струи в обобщенных переменных

На основе анализа результатов проведенного в данном разделе монографии исследования процессов тепломассо-

переноса при турбулентном горении газообразного топлива (метан) можно сделать следующие выводы:

Изменение средней температуры на оси струи качественно отличается при наличии горения и без него: при горении температура на оси сначала остается неизменной, а затем область внутри факела начинает быстро прогреваться и  $T_{axe}$  достигает своего максимального значения на расстоянии, соответствующем максимальной ширине факела; в отсутствие горения температура на оси струи падает аналогично средней скорости.

– Температура во фронте пламени резко возрастает до своего максимального значения и затем остается постоянной на всем протяжении факела.

– При горении начальный участок струи гораздо длиннее и соответственно вся струя более дальнобойная, чем без горения. Закон падения максимальной скорости в основном участке инертной струи является степенным, а в реагирующей струе отличается от степенного.

– Начальный участок инертной струи является автомодельным. В реагирующей струе автомодельность отсутствует даже на больших расстояниях от сопла, что соответствует выводу об отклонении закона падения скорости от степенного. Автомодельность профилей скорости в реагирующей турбулентной струе метана устанавливается только после того, как горение прекратится.

– Автомодельность профилей температуры в турбулентной струе при наличии горения, в отличие от инертной струи, отсутствует.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследований, выполненным в работе, можно сформулировать следующие выводы:

– Проведено теоретическое исследование тепломассо-переноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках (газ, жидкость и твердое топливо) при наличии внешних воздействий (скорость вдува топлива и окислителя, его температура и концентрация, масса впрыска жидкого топлива, степень турбулентности, многофазность среды, термохимическая активация, изменение размеров частиц, полидисперсность среды, изменение угла распыла и др.).

– Результаты исследований обобщены в виде физико-математических и химических моделей, новых методик расчетов с применением новейших современных численных методов, в том числе 3D компьютерного моделирования, что позволило дать полное описание сложных процессов тепломассообмена и формирования вредных веществ при горении топлив в реальных энергетических объектах, какими являются камеры сгорания различных теплоэнергетических установок и двигателей внутреннего сгорания.

– Проведение вычислительных экспериментов по турбулентному горению твердого топлива (экибастузский уголь) в камере сгорания реальных энергетических объектов: котел ПК39 Аксуйской ГРЭС и котел БК3160 Алматинской ТЭС позволило впервые получить температурные и концентрационные поля, изоповерхности, поля давления и скоростей, турбулентные характеристики во всем объеме топочного пространства и на выходе из него. Результаты численного моделирования сравнены с экспериментальными данными, полученными непосредственно на Аксуйской ГРЭС, и находятся в хорошем согласии.

– Установлено, что в камерах сгорания со встречным расположением вихревых горелок при сильной крутке факела создаются благоприятные условия, обеспечивающие устойчивое зажигание факела и интенсивное горение угольной пыли. Наибольшие изменения полей всех величин, максимальное значение теплового потока, интенсивное формирование вредных пылегазовых продуктов горения ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  и др.) приходятся на центральную часть топочной камеры, где расположены горелочные устройства подачи топлива и окислителя.

- Результаты вычислительных экспериментов позволяют сделать вывод о том, что увеличение числа контрольных объемов расчетной сетки от 100000 до 500000 элементарных ячеек при компьютерном моделировании позволяет более точно описывать процессы тепломассопереноса.

-Вычислительные эксперименты по турбулизации потока говорят о том, что увеличение степени турбулентности от  $T_u=0.05$  до  $T_u=0.1$  приводит к более интенсивному перемешиванию реагирующей смеси. Это в свою очередь улучшает условия воспламенения и горения топлива в топочном пространстве и минимизирует концентрацию вредных веществ на выходе из камеры сгорания. Так например, на выходе концентрация  $\text{CO}$  при степени турбулентности  $T_u=0.01$  уменьшилась на 7% по сравнению с выходом того же вещества при  $T_u=0.5$ , а концентрация  $\text{CO}_2$  уменьшилась на 3%.

– Проведено исследование влияние моно- и полидисперсности на характеристики пылеугольного факела и показано, что увеличение диаметра угольных частиц приводит к росту температуры во всем объеме камеры сгорания и на выходе из нее, в то время как концентрация вредных веществ ведет себя неоднозначно, что несомненно связано с нелинейностью происходящих физико-химических

процессов. Результаты моделирования сжигания полидисперсного топлива, содержащего частицы, диаметр которых лежит в широком диапазоне, более точно отражают реальный процесс горения и совпадают с экспериментальными данными.

– Проведены вычислительные эксперименты с применением технологии «Overfire Air» (в топочное устройство над горелкой подается часть воздуха- «острое дутье») при горении пылеугольного факела в камере сгорания котла БКЗ160 Алматинской ТЭС, которые позволяют достичь снижения вредных выбросов диоксида углерода  $CO_2$ , оксида  $NO$  и диоксида азота  $NO_2$ , и минимизировать потери энергии.

– Проведено исследование традиционного горения и горения термохимически газифицированного топлива и показано, что плазменная подготовка угля к сжиганию позволяет оптимизировать процесс, улучшить условия воспламенения и горения, минимизировать выбросы вредных веществ. Полученные результаты позволят сократить использование дорогостоящего жидкого и газообразного топлива, для розжига и стабилизации факела, существенно улучшить экологическую обстановку на угольных электростанциях за счет уменьшения вредных пылегазовых выбросов, создать высокоэффективную экологически чистую плазмохимическую технологию получения высокореакционного топлива из казахстанских низкосортных твердых топлив.

– Проведено математическое моделирование процессов распыла воспламенения и горения жидкого топлива в камере сгорания, получены распределения температуры, концентрации паров углекислого газа и паров топлива в момент самовоспламенения, распределения капель по радиусам в разные моменты времени. Установлено влияние

угла впрыска жидких топлив (тетрадекан и гексадекан) и высоких чисел Вебера на процессы самовоспламенения и горения, на распределения максимальной температуры и концентрации углекислого газа.

– Проведено исследование процессов тепломассопереноса при турбулентном горении газообразного топлива и показано, что учет естественной конвекции приводит к турбулизации течения, к изменению фронта пламени, максимальной скорости и температуры, их пульсаций и корреляций пульсаций, а увеличение начального уровня турбулентности вызывает уменьшение длины факела и срыв горения. В реагирующей струе автомодельность отсутствует даже на больших расстояниях от сопла, что соответствует выводу об отклонении закона падения скорости от степенного. Автомодельность профилей скорости в реагирующей турбулентной струе устанавливается только после того, как горение прекратится, а автомодельность профилей температуры отсутствует.

– Поставленные в монографии задачи выполнены полностью. Полученные новые результаты соответствуют современному уровню науки в области тепломассопереноса и численного моделирования, имеют теоретическую и прикладную значимость: вносят вклад в решение фундаментальных проблем теплофизики, макрокинетики, теории горения и взрыва, теории турбулентного горения многофазных сред и могут быть использованы при решении актуальных практических задач современной теплоэнергетики и экологии, а разработанные в монографии технологии можно будет применять на реальных объектах: камеры сгорания энергетических установок (ТЭЦ, ГРЭС), двигатели внутреннего сгорания и т.п.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. - М.: Наука, 1984. – 288 с.

2 Резняков А.Б., Басина И.П., Бухман С.В., Вдовенко М.И., Устименко Б.П. Горение натурального твердого топлива. - 1993. - 410 с.

3 Хзмалян Д.М., Каган Я.А. Теория горения и топочные устройства // учеб. пособие для студентов высш. учеб. заведений.- М.: «Энергия», 1976. - 488 с.

4 Maas U., Warnatz J. Simulation of chemically reacting flows in two-dimensional geometries // Impact Comput. Science Eng. – 1989. – №1. – P. 394–420.

5 Дунаев В.А., Бригадиров М.Г., Платонов В.В. Математическое моделирование взаимосвязанных процессов тепломассопереноса в химическом реакторе // Материалы Международной теплофизической школы «Теплофизические исследования и измерения в энергосбережении, при контроле, управлении и улучшении качества продукции, процессов и услуг». - Тамбов, 2010. – 311 с.

6 Гебхарт. Б, Джалурия. Й, Махаджан. Р, Самакия . Б. Свободноконвективные течения, тепломассообмен // В 2-х кн.:– М.: Мир, 1991. - Кн. 1. – 678 с.

7 Виленский Т.В., Хзмалян Д.М. Динамика горения пылевидного топлива. – М.: Энергия, 1978. – 275 с.

8 Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 716 с.

9 Вулис Л.А., Кашкаров В.П. Теория струй вязкой жидкости. – М.: Наука, 1965. – 431 с.

10 Устименко Б.П., Алияров Б.К., Абубакиров Е.К. Огневое моделирование пылеугольных топок. – Алма-Ата: Наука, 1982. – С.212.



11 Баев В.К., Головичев В.И., Ясаков В.А. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. – Новосибирск: Наука, 1976. – 264 с.

12 Никитенко Н.И. Исследование нестационарных процессов тепло- и массообмена методом сеток. – Киев: Наукова Думка, 1971. – 266 с.

13 Ассовский И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика. – М.: Наука, 2003. – 256 с.

14 Вольтер Б.В., Сальников И.Е. Устойчивость режимов работы химических реакторов. – М.: Химия, 1981. – 200 с.

15 Гаврилов В. В. Математическое моделирование горения топлива и образования окиси азота в дизеле // Машиностроение. – 2003. – № 7. – С.35–40.

16 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Лаврищева Е.И., Локтионова И.В. 3-D моделирование процессов тепло-массообмена в реагирующих средах в областях реальной геометрии // Доклады Национальной Академии Наук РК. Серия физико-математическая – 2002. – № 5. – С.16-20

17 Полежаев В.И., Бунэ А.В. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье–Стокса. – М.: Наука, 1987. – 272 с.

18 Волосевич П. П. Математическая модель поршня для задач газовой динамики с источниками. – М.: Наука, 2003. – 240 с.

19 Белый В.В., Васильев В.В. и др. Исследование теплообмена в топке котла П–67 // Труды V Минского межд. форума по тепло- и массообмену. – Минск, 2004. – №8–02. – С.265-267.

20 Волчков Э. П., Дворников Н. А., Перепечко Л. Н. Математическое моделирование турбулентного горения водорода в пограничном слое // ИФЖ. – 1998. – Т.71, №1.– С.86–92.

21 Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты образования загрязняющих веществ. – М.: Физматлит, 2003. – 352 с.

22 Пашков Л.Т. Математические модели процессов в паровых котлах. – РХД, 2002. – 208 с.

23 Джонстон Ш.К., Диббл Р.У., Шефер Р.У., Эшерст У.Т., Коллман В. Лазерные измерения и стохастическое моделирование турбулентных реагирующих течений // Аэрокосмическая техника. – 1987. - №3.- С.48-70.

24 Либби П.А., Вильямс Ф.А. Турбулентные течения реагирующих газов // пер. с англ. - М.: Мир, 1983. - 325 с.

25 Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. - М.: Наука, 1987. - 502 с.

26 Компаниец В.З., Овсянников А.А., Полак Л.С. Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. - М.: Наука, 1979. - 240 с.

27 Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. - М.: Мир, 1990. - 661 с.

28 Грэхем, Грант, Джоунс. Измерение нестационарной концентрации молекул в турбулентных течениях при помощи рэлеевского рассеяния света // Ракетная техника и космонавтика. – 1974. - №8. – С.171-173.

29 Асланян Г.С., Майков И.Л.. Численное моделирование турбулентного горения газообразного топлива в осесимметричных камерах // Физика горения и взрыва. - 1998. - Т.34, № 4. - С.3-12.

30 Gunter R., Lenze B. Exchange coefficients and mathematical model of jet diffusion flames // Fourteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst. – 1972. – P.675.

31 Lewis M.H., Smoot L.D. Turbulent gaseous combustion. Pt 1. Local species concentration measurements // Combust. Flame. – 1981. – Vol.42. – P.183.

32 Launder, B.E., Shima, N. Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application // AI-AA Journal. – 1989. - №27(10). - P.1319 - 1325.

33 Durst F., Loy, Th. TEACH: Ein Berechnungsverfahren für zweidimensionale laminare und turbulente Strömungen. – Karlsruhe, 1984. – 225 p.

34 Lemos M.J. Turbulence modeling in combined convection in mercury pipe flow // J.Heat and Mass Transf. - 1985. - Vol.28, №6.- P.1067 - 1088.

35 Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Химические процессы в газах. - М.: Наука, 1981. – 264 с.

36 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Лаврищева Е.И., Локтионова И.В. Численное моделирование топочных процессов при горении высокосолевого экибастузского угля // Теплофизика и Аэромеханика. – 2002. – Т.9, №4. – С.585-596.

37 Плам, Кеннеди. Применение к-ε модели турбулентности к исследованию свободной конвекции от вертикальной изотермической поверхности. –Теплопередача, 1977. - Т.99, №1. - С.83 - 91.

38 Launder B.E, Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows Comp. Maths //Appl. Mech. Eng. - 1974. - №3. - P. 269 - 289.

39 Методы расчета турбулентных течений // пер. с англ.; под ред. Колльмана В. - М.: Мир, 1984. – 464 с.

40 Роди В. Модели турбулентности окружающей среды. Методы расчета турбулентных течений. - М.: Мир, 1984. - 322 с.

41 Любая, Роди. Расчет турбулентных пристеночных струй с помощью алгебраической модели рейнольдсовых напряжений // Теоретические основы инженерных расчетов, 1980. -Т.102, №3. - С. 157 - 165.

42 Lewis, E.E., Miller, W.F. Computational Methods of Neutron Transport. - New York: Wiley, 1984. – 275 p.

43 Варзи, Амликe. Усовершенствованное алгебраическое соотношение для расчета напряжений Рейнольдса // Ракетная техника и космонавтика. - 1976. - Т.14, №12. - С.135 - 137.

44 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Loktionova I.V., I.S. Vitkovskaya. Numerical Modelling Combustion of Gas Fuel in Channel. Proc. of 4-th Int. Combustion Symposium.- Gorukle-Bursa; Turkey, 1995. – 80-88.

45 Витковская И.С., Гороховский М.А. Турбулентная смешанная конвекция проводящей жидкости в вертикальном канале в поперечном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. - 1991. - №1. -С.118 - 121.

46 Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. - 52 p.

47 Leithner, R., Müller, H. CFD studies for boilers // Second M.I.T. Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics – Cambridge, 2003. - P.172.

48 Askarova, A.S., Lavrichsheva, Ye., Leithner, R., Müller, H., Magda, A. Combustion of low-rank coals in furnaces of Kazakhstan Coal-firing Power Plants // VDIBerichte. – 2007. – №1088. – P.497-502.

49 Askarova, A.S., Lavrishcheva, Ye., Messerle, V., Us-timenko, A. Plasma-Fuel Systems Influence on Aerodynamics and NOx Formation at Pulverised Coal Combustion // Works of the 18<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry. - Kyoto, 2007. – P.654.

50 Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.

51 Müller H. Numerische Berechnung dreidimensionaler turbulenter Strömungen in Dampferzeugern mit Wärmeübergang und chemischen Reactionen am Beispiel des SNCR-Verfahrens und der Kohleverbrennung: Fortschritt-Berichte VDI.-Verlag, 1992. – Reihe 6, №268. – 158 s.

52 Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 150 с.

53 Raithby G.D., Torrance K.E. Upstream-Weighted Differencing Schemes and their Application to Elliptic Problems involving Fluid Flow // Computers and Fluid. - 1974. - Vol. 2. - P.191 – 206.

54 Zinser W. Zur Entwicklung mathematischer Flammenmodelle für die Verfeuerung technischer Brennstoffe // Fortschritt-Berichte VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf.-1984. - Vol.171,№ 6.

55 Кнорре Г.Ф. Топочные процессы. – Москва, 1989. – 396 с.

56 Аскарова А.С. Конвективный теплоперенос в физико-химически реагирующих средах: дис... докт. физ. – мат.наук. – Алматы, 1998. – 315 с.

57 Launder, B.E., Spalding, D.B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. – London: Academic Press, 1972. – 470 p.

58 Smoot L.D. Pulverized Coal Diffusion Flames: A perspective Through Modelling // 18 Symposium (international) on Combustion. The Combustion Institute. – 1981. - P. 1185 – 1202.

59 Lockwood F.G. An improved flux model for the calculation of radiation heat transfer in combustion chambers. ASME Paper 76 – HT - 55. - 1976.

60 Аскарова А.С., Мессерле В.Е., Нагибин А.О., Устименко А.Б., Лаврищев О.А. Моделирование горения пылеугольного факела в топке котла, оснащенного плазменно-топливными системами. // Works of the International Conference “Efektywnosc Energetyczna”.- Krakov, 2009.- P.169-174.

61 Hoppe, A., Vockrodt, S., Müller, H., Leithner, R. Einsatz von CFD-Simulationen zur Optimierung von Braunkoh-

lefeuerungen // 9th conference on boiler technology. – Szczyrk, 2002.

62 Müller, H., Schiller, A. Prediction of Combustion and Pollutant Formation in Coal Fired Furnaces // 6th Int. Conference on Combustion and Heat Technics. - Ungarn, 1994. - P.45-52.

63 Устименко Б.П., Джакупов К.Б., Кроль В.О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. – Алма-Ата: Наука, 1986. – 224 с.

64Lawn, C.J. Principles of Combustion Engineering for Boilers. – London: Academic Press, 1987. – 628 p.

65Elliot, M.A. Chemistry of Coal Utilization. - New York: John Wiley & Sons, 1981. – 570 p.

66Tillman, D.A., Miller, B.G., Johnson, D.K., Clifford, D.J. Structure, Reactivity and Nitrogen Evolution Characteristics of a Suite of Coals and Solid Fuels // Proc. of the 29<sup>th</sup> International Technical Conference on Coal Utilization and Fuel System. – Gaithersburg, 2004. – P.234.

67 Howard J.B., and R.H. Essenhigh Simultaneous Gas Phase Volatiles Combustion, in Proc. of the 11<sup>th</sup> Int. Symp. on Combustion. The Combustion Institute. - Pittsburgh, PA, 1967. –P. 399 - 408.

68Walker P.L., F. Rusinko and L.G. Austin Gas Reactions of Carborn, Advances in Catalysis and Related Subjects. - New York: Academic Press, 1959. - Vol. XI.

69Berkowitz N., An Introduction to Coal Technology. - Academic New York: Press, 1979. – P.137-142.

70Field, M.A., Gill, D.W., Morgan, B.B., Hawksley, P. Combustion of Pulverized Coal. – Leatherhead: The British Coal Utilisation Research Association, Cheney & Sons Ltd, 1967. – 413 p.

71Magnussen B.F. On the mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and

combustion // Works of 16<sup>th</sup> Int. Symp. on Combustion. – Pittsburgh, 1976. – P. 719–729.

72 Van Klevelen, D.W. Coal: Typology-Physics-Chemistry-Constitution. – Amsterdam: Elsevier Science, 1993. – 371 p.

73 De Soete G.G. Overall reaction rates of *NO* and *N<sub>2</sub>* formation from fuel nitrogen. 15<sup>th</sup> Symp. ( Int.)- Combustion, 1975. - P. 1093 - 1102.

74 Mitchell J.W., Tarbell J.M. A kinetic model of nitric oxide formation during pulverized coal combustion // *AIChE Journal*. – 1982. – Vol.28. – P. 302 – 320.

75 Lowe A., Wall T. et all. Combustion kinetics in the modeling of large pulverized fuel furnaces: A numerical experiments in sensitivity // *AIChE Journal*. – 1977. - Vol.23, №4. – P. 440-448.

76 Mitchell J.A. kinetic model of Nitric Oxide Formation in pulverized coal combustion // M.S.Thesis The Pennsylvania State University.– Pennsylvania, 1980. - 148p.

77 Beer J.M., Sarofim L.K. et all. *NO* reduction by char in fluidized combustion // *Proc. 5<sup>th</sup> Int. conference on fluidized bed combustion*. - Washington, 1977. – P. 368-395.

78 Zeldovich J. The oxidation of Nitrogen in combustions and explosions // *Acta Physicochemica*. – 1986. - Vol. 21. - P. 557.

79 Bradley, D., Chen, Z., El-Sherif, S.A., El-Din Habik, John, G. etc. Structure of laminar premixed carbon-methane-air flames and ultrafine coal combustion // *Combust. Flame*. - 1994. – Vol.96, №1-2. – P.80–96.

80 Rhine, J.M., Tucker, R.J. Modeling of Gas-Fired Furnaces and Boiler and other Industrial Heating Processes. - London and New York: British Gas in association with McGraw-Hill Book Company, 1991. – 200 p.

81 El-Mahallawy, F., Saad, El-Din Habik Fundamentals and technology of combustion. – Oxford: Elsevier Science, 2002. – 839 p.

82 McKee, T.B., Cox, S.K. Scattering of Visible Radiation by Finite Clouds // J. atmos. Sci. – 1974. – Vol.31, Issue 7. – P. 1885–1892.

83 Davies, R. The Effect of Finite Geometry on the Three-Dimensional Transfer of Solar Irradiance in Clouds // J. atm. Sci.–1978.–Vol.35(9).-P. 1712–1725.

84 Howell, J.R., Irvine, T.F., Hartnett, J.P. Application of Monte Carlo to heattransfer problems // Advances in Heat Transfer. - 1968. - Vol. 5. - P. 1-54.

85 Whitney, C.J. Efficient stream distributions in radiative transfer theory // Quantve Spectrosc. Radiat Transfer. – 1985. – Vol.14, Issue 7. – P.591-611.

86 Lockwood, F., Shah, N. An improved flux model for calculation of radiation heat transfer in combustion chambers // ASME–AIChE Heat transfer Conf.: ASME–Paper. – Salt Lake City, 1976.– P.2–7.

87 De Marco, A., Lockwood, F. A new flux model for the calculation of radiation furnaces // Italian Flame Days. – Sanremo, 1975. – P.1– 13.

88Gibb, J., Jenner, R. Preliminary Note on the Radiant Heat Transfer Program FURDEC // Central Electricity Generating Board Report MS/C/N646, 1981.- P. 1405 -1414

89 Pauker W. Creating data sets for Florean using the tool PREPROZ, TU. – Braunschweig: IWBT, 1997. - S 3–24.

90Spalding D.B., Khalil E.E. The calculation of local flow properties in two-dimensional furnaces // Int.. J. Heat Mass Transfer. -1975. - 18. pp. 775-791.

91 Алияров Б.К. Освоение сжигания экибастузского угля на тепловых электростанциях. – Алматы: Ғылым, 1996. – 272 с.

92 Резняков А.Б., Басина И.П., Бухман С.В., Вдовенко М.И., Устименко Б.П. Горение натурального твердого топлива.- Наука, 1968. - 405 с.



93 Ромадин В.П. Пылеприготовление.-М.- Л., Госэнергоиздат, 1959. - 519 с.

94 Киселев Н.А. Котельные установки.- М.: Высшая школа, 1979. – 270с.

95 Алияров Б.К., Устименко Б.П., Бухман М.А. Разработка и внедрение вихревых трехканальных горелок на котлах П–39–2 Ермаковской ГРЭС: отчет // КазНИИЭ. - № Г.Р. 01910010550. – Алма–Ата, 1991. – 59 с.

96 Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. - Новосибирск: Наука, 1984. - 317 с.

97 Кутателадзе С.С. Пристенная турбулентность. -М.: Наука, 1973. - 227 с.

98 Askarova A., Bolegenova S., Lavisheva E., Messerle V., Ustimenko A. «Improvement of Coals Combustion-Efficiency and Decrease of Harmful Emission under the Influence of Plasma» // INCO-COPERNICUS-ICA2-CT-2001-2004.- №10006. – 117 P.

99 A.S. Askarova, E.I.Karpenko, I.V. Loktionova, V.E.Messerle, A.B.Ustimenko. Optimization of the Combustion of Power-Station Coals Using Plasma Technologies. // Thermal Engineering. – 2004. -Vol.51. –№6. –P. 488-493.

100 Askarova A.S., Messerle V., Bolegenova S.A., Ustimenko A. Simulation of Coal Plasma Ignition and Combustion in a Furnace Chamber // Contributed papers of The 31<sup>st</sup> European Physical Society Conference on Plasma Physics Imperial College.- London: UK, 2004, july.- P.251-264.

101 M. Gorokhovski, E.I. Karpenko, F.C. Lockwood, V.E. Messerle, B.G. Trusov and A.B. Ustimenko. “Plasma Technologies for Solid Fuels: Experiment and Theory// Journal of the Energy Institute. - 2005.-№ 78 (4).- P. 157-171.

102 Аскарлова А.С., Мессерле В.Е., Карпенко В.Е., Устименко А.Б. Плазмохимическая активация горения твердых топлив // Химия высоких энергий. – 2006. – Т.40, №2. – С.141–148.

103 Аскарлова А.С., Мессерле В.Е., Карпенко Е.И., Устименко А.Б., Лаврищева Е.И., Болегенова С.А. Создание плазменно-топливных систем с целью повышения эффективности ТЭС и уменьшения вредных пылегазовых выбросов: отчет о НИР. - № 0106РК00636. - Алматы, 2009. – 46 с.

104 Аскарлова А.С., Мессерле В.Е., Нагибин А.О., Устименко А.Б. Горение пылеугольного факела в топке с плазменно-топливной системой. // «Теплофизика и аэромеханика». - Новосибирск: Изд-во ИТ СО РАН, 2010. -Т.17, №3. - С.467 - 476.

105 В.И. Рублев, В.В. Логинов. Расчет траектории движения капли жидкости в газовом потоке с учетом ее деформации // Система обработки информации: 2007. - 59 с.

106 Аскарлова, А.С, Гороховски, М.А., Локтионова, И.В., Рыспаева, М.Ж. Горение жидких топлив в камере сгорания // Известия НАН РК, серия физико-математическая. – 2006. - №3. – С. 10-14.

107 Gorokhovski, M. The Stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays // Atomization and Sprays. - 2001. -Vol. 11.- P.505-519.

108 Аскарлова А.С. Конвективный теплоперенос в капельных и нелинейновязких жидкостях. - Алматы, 2000. – 134 с.

109 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Волошина И.Э. Численное моделирование процессов теплопереноса в потоках при наличии горения. – Алматы: Қазақ университеті, 2010. - 132с.

110 Gorokhovski, M., Borghi, R. Model of soot formation and oxidation in diesel engines // Journal of diesels, Transactions of SAE. – 1993. - № 930075. – P.3 -15.

111 Беляев, Е.Н., Чванов, В.К., Черваков, В.В. Математическое моделирование рабочего процесса жидкостных ракетных двигателей: учебник // под ред. В.К.Чванова. – М.: Изд.-во МАИ, 1999. – 228с.

112 Brown, A.J., Heywood, J.B. A fundamentally-based stochastic mixing model method for predicting NO and soot emissions from direct injection diesel engines // Comb.Sci. and Tech. – 1988. - Vol. 58. - P. 195 - 207.

113 Дорофеев А.А. Основы теории тепловых ракетных двигателей. Общая теория ракетных двигателей. -М., 1999. – 160 с.

114 Zellat, M., Rolland, T.H., Poplow, F. Three dimensional modeling of combustion and soot formation in an indirect injection diesel engine // SAE 900254. – 1990. - P. 397 - 406

115 Natarajan, B., Bracco, F.V. On multidimensional modeling of auto-ignition in spark-ignition engines // Comb. And Flame. – 1984. - Vol.57. - P.179 - 197.

116 Smith, O.I. Fundamental of soot formation in flames with application to diesel engine particulate emissions // Prog. Energy Combust Sci. 1981. - Vol.7. - P.275-291.

117 Льюис, Б., Эльбе, Г. Горение, пламя и взрывы в газах / пер. с англ. / под ред. Щелкина К.И., Борисова А.А. – М.: Мир, 1968. – С. 347–371.

118 Manley, D.K., McIlroy, A., Taatjes, C.A. Research combustion engines // Physics today. – 2008 - P. 47 - 52.

119 Аскарова А.С., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж., Болегенова С.А. Компьютерное моделирование процесса образования продуктов реакции при сжигании жидких топлив // Материалы международного научно-технического конгресса «Энергетика в глобальном мире».- Красноярск, 2010. – С. 91-92.

120 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Влияние массы впрыска жидкого топлива на его самовоспламенение и горение. Известия НАН РК, серия физико-математическая. 2009. - №2(264). - С. 3 - 11.

121 Волошина И.Э. Моделирование распыла, воспламенения и горения жидкого топлива при высоких давлениях и высоких числах Рейнольдса: дис. ... докт. фил. (Ph.D).-2010. – 90 с.

122 Gentry, R. A., Daly, B. J., Amsden, A. A. KIVA-KOAL: A Modified Version of the KIVA Program for Calculating the Combustion Dynamics of a coal-Water Slurry in a Diesel Engine Cylinder. – Los Alamos National Laboratory report LA-11045-MS, 1987. – 76 p.

123 Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays.- Los Alamos, 1989.- 160с

124 Сполдинг Д.Б. Горение и массообмен.-М.: Машиностроение, 1985.-238с.

125 Nikitin, N.N., Nikitin, V.F., Klammer, J., Klemens, R., Wolanski, P., Legros, J.C. Turbulent combustion of air-dispersed mixtures: experimental and theoretical modeling // Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. – 1997. – Vol.4. – P.2517 - 2524.

126 Arcoumanis, C., Gavaises, M., French, B. Effect of fuel injection Processes on the Structure of Diesel Sprays // SAE Technical paper ser. -№ 970799. - P. 317-356.

127 Скассиа Ц., Кеннеди А. Расчет двумерных химически реагирующих течений // Ракетная техника и космонавтика. – 1974. – Т.12, №9. – С.130 – 136.

128 Maas U., Warnatz J. Simulation of chemically reacting flows in two-dimensional geometries // Impact Comput. Science Eng. – 1989. – №1. – P. 394–420.

129 Беляев, Е.Н., Чванов, В.К., Черваков, В.В. Математическое моделирование рабочего процесса жидкостных

ракетных двигателей: учебник /под ред. В.К.Чванова. – М.: Изд.-во МАИ, 1999. – 228 с.

130 Schiller A., Fischer K.C., Michel M. On the Investigation of Slagging and Fouling of a Lignite Fired Boiler with a Three-Dimensional Computer Code // Proc. 8th Workshop on Two-Phase Flow Prediction. – Merseburg, 1996. – P. 26–29.

131 Аскарова А.С., Рыспаева М.Ж. Расчет горения впрыска жидкого топлива в замкнутой камере // Вестник КазНУ, серия физическая. - 2006. - №1. –С.74 - 78.

132 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Влияние массы впрыска жидкого топлива на его самовоспламенение и горение. //Известия НАН РК, серия физико-математическая – 2009. -№2(264). - С. 3 - 11.

133 Лилли Д.Б. Расчет инертных закрученных турбулентных потоков // Ракетная техника и космонавтика. – 1973.- №11 (7). - С. 75 - 82.

134 Бай Ши-и. Теория струй. Физматгиз. –М., 1960. - 326 с.

135 Исатаев С.И., Бердибаев М.С. Исследование начального участка пристенных струй // Вестник КазГУ. Сер. Математика, механика, информатика. - 1997. - № 7. - С.78 - 84.

136 O'Rourke, P. J. Oral presentation to the twenty-third direct injected stratified charge win-king group meeting. - Los Alamos National Laboratory, 1983. – P. 211 - 216.

137 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В., Шортанбаева Ж.К. Турбулентный теплоперенос в плоском канале при наличии горения // Известия НАН РК Серия физико-математическая.- 2005. - №2. - С.31 - 38.

138 Патанкар С., Сполдинг Д. Теплообмен в пограничных слоях. - М., 1971. – 215 с.

139 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Химически реагирующие турбулентные газовые струи при

наличии внешних воздействий. -Алматы: Қазак университеті, 2005. – 117 с.

140 Либби П.А., Вильямс Ф.А. Турбулентные течения реагирующих газов. -М.: Мир, 1983. - 325 с.

141 Вулис Л.А. Тепловой режим горения. - М.: Энергия, 1954. – 287 с.

142 Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен // В 2-х т. / пер. с англ. – М.: Мир, 1990. -Т. 1 – 384 с.

143 Годунов С.К., Рябенький В.С. Разностные схемы. - М.: Наука, 1973.– 400с.

144 Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1974. - 712 с.

145 Фрост У., Моулден Т. Турбулентность, принципы и применение.- М.: Мир, 1980. - 535 с.

146 Артюх Л.Ю., Кашкаров В.П., Локтионова И.В. Численное исследование турбулентного диффузионного горения на вертикальной поверхности // ФГВ.- 1985. - Т.21, №3. - С.8-14.

147 Фарлоу С. Уравнения с частными производными для научных работников и инженеров / пер. с англ. - М.: Мир, 1985. – 384 с.

148 Аскарлова А.С., Локтионова И.В. О точности конечно-разностной схемы при моделировании пристенных течений неньютоновских жидкостей // Материалы 1-го Респ. съезда по теоретич. и прикладной механике. – Алматы, 1996. - С.428.

149 Лукьянов А.Т., Артюх Л.Ю., Ицкова П.Г. Математическое моделирование задач теории горения. – Алма-Ата: Наука, 1981. – 117 с.

150 Вулис Л.А., Л.А., Сакипов З.Б., Трофименко А.Т. О переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный при струйном обтекании пластины. // Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение. - 1962. - №3.

151 Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. - М.: Наука, 1986.- 191 с.

152 Поляков А.Ф. Границы и характер начала влияния термогравитационных сил на турбулентное течение и теплообмен в вертикальных трубах // Теплофизика высоких температур. - 1973. -№ 11( 1). - С.106 - 116.

153 Болегенова С.А. Численное исследование влияния давления в камере сгорания на горение жидкого топлива // Вестник КазНУ, серия физическая. 2010. - №1(32).-С.3 - 7.

154 Болегенова С.А. Численное исследование процессов дисперсии и горения жидких топлив при изменении скорости впрыскиваемых капель. 7-ая //Международная конференция Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент. - Караганда, 2010. – С.222 - 226.

155 А.С.Аскарова., Болегенова С.А., Витковская И.С., Локтионова И Конвективный теплоперенос при сжигании газообразного топлива в канале //Известия НАН РК, серия физико-математическая.- 1995. - № 6. – С.72 - 88.

156 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Компьютерное моделирование диффузионного горения в камерах сгорания // Вестник КазГУ, сер. Физическая. - Алматы, 1998. - № 5. - С.80 - 85.

157 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Численное исследование диффузионного горения метана при различных начальных уровнях турбулентности // Труды Российской Национальной конференции по теплообмену. – М.: МЭИ, 2002. - С. 161 - 164.

158 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Влияние начальной концентрации топлива на горение ламинарных и турбулентных струй // Вестник КазНУ, серия физическая. - 2008. - №3(27). - С.177 -180.

159 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Формирование вредных выбросов при горении метана в камере сгорания //Труды XIII Международной конферен-

ции по методам аэрофизических исследований (ICMAR 2007).- Новосибирск, 2007. - С. 123-28.

160 Аскарлова А.С., Локтионова И.В., Болегенова С.А. Обобщение коэффициентов поверхностного трения при горении метана в плоском канале. 4-я Российская Национальная конференция по теплообмену. - М.: МЭИ, 2006. - С. 183 - 187

161 Болегенова С.А. Влияние начального уровня турбулентности на пульсационные характеристики факела // Известия НАН РК, серия физико-математическая. - 2010. - №3(271). - С.62 - 66.

162 Болегенова С.А. Моделирование сжигания низкосортных казахстанских углей в камерах сгорания с целью уменьшение выбросов вредных веществ в атмосферу. Международная научно-практическая конференция «Современные проблемы экологии и устойчивое развитие общества». - Алматы, 2010. – С.89 - 92.

163 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В., Садыкова С.П. Влияние начального уровня турбулентности на распространение реагирующей спутной струи // VIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. - Пермь, 2001. - С. 54 - 55.

164 Болегенова С.А. Влияние подъемной силы на горение метана в камере сгорания // Вестник КазНУ. - 2010.- № 3 (34).- С.85 - 90.

165 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Лаврищева Е.И., Локтионова И.В. Влияние начального уровня турбулентности на горение струи метана // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2003. - №.1(14). - С.18 - 24.

166 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Численное исследование турбулентного диффузионного горения спутной струи водорода // Доклады НАН РК.- 2003. - №2. – С.28 – 33.



167 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Влияние начальных условий на диффузионный факел в прямоугольном канале // Доклады АН РК.- Алматы, 1999. - № 6.- С.68-75.

168 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В., Азербаетова М.Н. Численное исследование реагирующей струи метана при повышенном начальном уровне турбулентности // Материалы 5<sup>го</sup> Минского Международного форума по теплообмену. - Минск, 2004. - Т.1. - С.292 - 293.

169 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Локтионова И.В. Влияние начальных параметров на горение в камере сгорания // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2005. - №.2(20). – С.48 – 53.

170 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Влияние начальной концентрации топлива на горение ламинарных и турбулентных струй. // Вестник КазНУ, серия физическая. -2008. - №3(27). - С.177-180.