

**ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«ВСЕРОССИЙСКИЙ ДВАЖДЫ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО
ЗНАМЕНИ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ» (ОАО «ВТИ»)**

=====

На правах рукописи



БУЛЫСОВА
Людмила Александровна

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПРИ ИСПЫТАНИЯХ И НАЛАДКЕ
МАЛОЭМИССИОННЫХ
КАМЕР СГОРАНИЯ ГТУ**

Специальность 05.14.14 — Тепловые электрические станции,
их энергетические системы и агрегаты

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель — доктор технических наук,
первый заместитель генерального директора,
научный руководитель
Тумановский Анатолий Григорьевич

Москва — 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1 Особенности использования математического моделирования для расчетов процессов МЭКС.....	10
ГЛАВА 2 Оптимизация зоны предварительного перемешивания	41
ГЛАВА 3 Использование <i>URANS</i> - моделирования для исследования гидродинамической неустойчивости в объеме КС.....	63
ГЛАВА 4 Методика обработки и анализа результатов квазистационарных расчетов КС для прогнозирования устойчивого протекания процессов в ней.....	76
ГЛАВА 5 Воздействие на распределение тепловыделения по длине КС.....	90
ГЛАВА 6 Доводка поля температуры	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	143
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	147
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	149
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	155
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	156
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	158
ПРИЛОЖЕНИЕ 4	159

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в РФ актуальной проблемой является создание и массовое производство отечественных конкурентно способных газотурбинных установок (ГТУ) малой, средней и большой мощности, как для внутреннего, так и для внешнего рынка. Однако, большинство эксплуатируемых и выпускаемых отечественных ГТУ не удовлетворяют современным природоохранным требованиям. Доработка имеющихся или разработка новых экологически чистых камер сгорания (КС) ГТУ позволит решить обозначенную проблему.

Принцип работы малоэмиссионных КС базируется на сжигании топлива при температуре не более 1600°C , при которой образуется небольшое количество оксидов азота. Нижний предел рабочей температуры - это бедный срыв ($\sim 1250^{\circ}\text{C}$). Таким образом, работа КС по температуре горения должна лежать в узком диапазоне для всех режимов работы ГТУ от холостого хода до номинальной нагрузки. Одним из способов сжигания топлива, обеспечивающим необходимый температурный диапазон, является сжигание бедной предварительно перемешанной топливовоздушной смеси.

Теории рабочих процессов КС посвящены сотни работ ведущих научных и производственных компаний, однако общие подходы к расчету и проектированию малоэмиссионных КС в настоящее время отсутствуют. Это связано с тем, что их реализация требует длительной дорогостоящей экспериментальной стендовой доводки и натурных испытаний в составе ГТУ. Использование математического моделирования позволяет существенно сократить сроки и затраты на разработку и доводку КС. Однако его эффективное применение в прикладных и фундаментальных исследованиях требует адекватных подходов, как по возможностям, так и по правильной оценке происходящих в КС процессов. За последние 20 лет произошел переход от разработки собственных программ для решения узкой задачи к использованию мощных универсальных вычислительных комплексов, распространяемых на коммерческой основе. Разнообразие и сложность программных средств ставит ряд вопросов методического характера: насколько адекватен выбор модели, методов численного решения, размеров расчётной области, топологии и размерности расчётной сетки, требований к сходимости; какова степень достоверности результатов решения? Квалифицированный ответ на эти вопросы требует понимания основ моделируемых явлений.

Работа направлена на создание методов использования трехмерного численного моделирования, позволяющих на стадии создания КС определить конструктивные характеристики, обеспечивающие допустимый уровень вредных выбросов, высокую полноту сгорания топлива, заданные перепады давления на элементах конструкции, необходимые

температурные поля на выходе и устойчивую работу без виброгорения. В основу методики легли детальное сопоставление и анализ расчетных и экспериментальных данных.

Достоверность получаемых результатов подтверждена использованием:

- сертифицированного коммерческого программного комплекса вычислительной аэрогидродинамики *FlowVision*, верифицированного разработчиками на тестовых задачах, экспериментальные данные по которым опубликованы в широкой печати и являются достоверными;
- сравнения полученных расчетных и экспериментальных данных на стендовых установках;
- метрологически аттестованного и проверенного измерительного оборудования на стендовых установках;
- совпадения результатов трехмерного численного моделирования, полученных на программном комплексе вычислительной аэрогидродинамики *FlowVision* и сертифицированном коммерческом программном комплексе *ANSYS*.

Работа выполнялась в соответствии с основными направлениями НИР, которые проводились по комплексным программам РАО ЕЭС, Интер РАО, Министерства образования и науки Российской Федерации.

Основной целью работы является разработка и использование методики трехмерного численного моделирования рабочих процессов для создания и доводки экологически чистых КС ГТУ, устойчиво работающих с заданными показателями.

Для достижения данной цели были поставлены следующие **основные исследования**:

1. Выбор и обоснование применимости программных продуктов для моделирования процессов газодинамики и горения, протекающих в КС ГТУ. Исследования на сходимость по расчетной сетке и шагу по времени. Настройка встроенных численных моделей по результатам эксперимента.
2. Предложение способов повышения качества топливовоздушной смеси (ТВС) в зоне предварительного перемешивания (ЗПП) КС с использованием трехмерного численного моделирования. Построение корреляционных зависимостей между качеством ТВС, полученным расчетно, и экспериментально замеренными NO_x .
3. Исследование влияния эффективности перемешивания ТВС, на выходе из ЗПП, конструктивных и режимных параметров на процесс горения в объеме КС и эпюру тепловыделения по ее длине.
4. Исследование процессов вихреобразования в объеме КС с использованием *LES* и *URANS* κ - ϵ простой модели турбулентностей.

5. Исследование и анализ расчетных и экспериментальных данных при устойчивой и пульсационной работе КС для получения адекватного параметра устойчивости. Построение корреляционной зависимости между предложенным параметром и амплитудой пульсаций давления.

6. Поиск путей выравнивания поля температуры на выходе из КС.

Достоверность и практическая ценность всех разработанных методов моделирования проверяется путем сопоставления данных расчета и эксперимента.

Научная новизна:

1. Разработана методика комплексного численного моделирования рабочего процесса малоэмиссионной камеры сгорания (МЭКС) ГТУ, скоррелированная по экспериментальным данным, применение которой позволяет на этапе проектирования и доводки обеспечить достижение требуемых показателей МЭКС и устойчивую работу во всем диапазоне рабочих режимов.
2. Сформулирован и обоснован критерий возможного возникновения виброгорения в КС, связывающий стационарные параметры рабочего процесса – дивергенцию скорости течения и градиент температуры газа.
3. Изучены нестационарные процессы в объеме КС, информацию о которых невозможно было бы получить путем традиционных измерений пульсаций давления на стенке жаровой трубы камеры сгорания.
4. Получены качественные и количественные закономерности, связывающие параметры смесеобразования в горелке КС с образованием оксидов азота NO_x и динамикой процесса горения.
5. Предложен и разработан новый подход к обработке результатов численных исследований, который использует корреляции численных и экспериментальных данных, позволяющие обнаружить и описать причинно-следственные связи между параметрами различных масштабов турбулентности.

Практическая значимость

В России на газомазутных ТЭС эксплуатируются сотни морально и физически устаревших паровых энергоустановок мощностью 50-300 МВт. Государственной Программой развития электроэнергетики до 2030 г. планируется их замена парогазовыми установками (ПГУ) с газовыми турбинами в их составе. Проведенные научно-исследовательскими и проектными организациями расчеты свидетельствуют о высокой экономической эффективности такой замены.

Разработанная в диссертации методика математического моделирования процессов,

протекающих в малоэмиссионных КС, и анализа по корреляционным расчетно-экспериментальным зависимостям, позволят конструировать камеры с заданными параметрами и обеспечивать их устойчивую работу.

На защиту выносятся:

1. Для исследования процессов газодинамики и горения, протекающих в КС ГТУ, целесообразно использовать *RANS* и *URANS* моделирование с $k-\varepsilon$ простой моделью турбулентности для описания стационарных и крупномасштабных нестационарных процессов, соответственно. При моделировании горения топливовоздушной смеси целесообразно использование простой брутто реакции, скорость которой оценивается по пульсационной модели.

2. Численное моделирование процессов в КС позволяет оптимизировать объем и повысить достоверность измерений при испытаниях, оценивать влияние различных конструктивных изменений на: качество перемешивания топлива с воздухом, условия горения и эмиссию оксидов азота, распределение температур на выходе из КС.

3. *URANS* и *RANS* моделирование с $k-\varepsilon$ простой моделью турбулентности позволяет исследовать процессы газодинамической неустойчивости в КС и анализировать перемещение фронта пламени для обеспечения устойчивого горения.

4. Результаты их использования позволили получить параметр устойчивости в форме $\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr}$, сравнить наличие/отсутствие пульсаций при различных вариантах организации процесса горения.

Основные положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на:

1. 51-я научно-техническая сессия комиссии РАН по проблемам газовых турбин «Исследование процессов горения "бедных" топливовоздушных смесей в малотоксичной камере сгорания» (Уфа, 2004г.)

2. 53-я научно-техническая сессия комиссии РАН по проблемам газовых турбин «Малоэмиссионные камеры сгорания энергетических ГТУ, разработанные в ОАО «ВТИ» (Москва, 2006г.)

3. Международный форум Инженерные системы - 2009 "Решение задач сопряженного теплообмена в рамках исследования камер сгорания ГТУ" (Москва, 2009 г.)

4. 58-я научно-техническая сессия по проблемам газовых турбин «Результаты разработки камеры сгорания энергетической газотурбинной установки ГТЭ-110» (Москва, 2011г.)

5. Международный форум Инженерные системы - 2013 "Изучение процессов,

протекающих в малоэмиссионных камерах сгорания ГТУ" (Москва, 2013 г.)

6. Научно-техническая конференция "Опыт разработки, проблемы создания и перспективы развития низкоэмиссионных камер сгорания ГТУ" "Расчетные и экспериментальные исследования малотоксичных камер сгорания для энергетических ГТУ" Москва, ЦИАМ, 2004 г.

7. " LX Научно-техническая сессия комиссии РАН по проблемам газовых турбин и парогазовых установок "Научно-технические проблемы проектирования и эксплуатации наземных объектов с газотурбинными и парогазовыми установками" "Исследование неустойчивости процесса горения в малоэмиссионных камерах сгорания ГТУ24-26 сентября 2013г.

Изложенные в диссертации Л.А. Булысовой результаты отмечены дипломом лауреата конкурса в области энергетики и смежных наук за работу "Проведение расчетных и стендовых исследований при разработке малоэмиссионных камер сгорания энергетических ГТУ".

Данная работа представлена введением, шестью главами, заключением, четырьмя приложениями и списком литературы из 87 наименований, содержит 163 страницы машинописного текста, включая 126 рисунков, 33 таблицы, 92 уравнения.

В работе поэтапно прорабатывается создание методики применения трехмерного численного моделирования, проводится детальное сопоставление и анализ расчетных и экспериментальных данных. На их основе разработаны расчетно-экспериментальные критерии, которые будут использованы при создании и доводке малоэмиссионных камер сгорания, работающих устойчиво на всех режимах ГТУ с высокой полнотой, заданными температурными полями на выходе и перепадами давления на их элементах.

В **главе 1** приведен обзор программных продуктов, представленных на мировом рынке и возможностей их использования для расчета процессов в КС. Рассмотрены основные уравнения, заложенные в них и схемы решения. Проведено сравнение по размерам расчетной сетки для моделирования процессов течения и горения в КС, работающих на природном газе. Показана достоверность получаемых решений.

В **главе 2** приведены этапы оптимизации ГУ и результаты расчетов и экспериментов по оценке влияния процесса перемешивания ТВС на выбросы NO_x в КС, основанных на принципе гомогенного сжигания топлива. Предложен критерий оценки качества перемешивания ТВС в характерном сечении, который коррелируется с экспериментально замеренными эмиссиями NO_x при работе КС в малоэмиссионных режимах без поддержки пилотным топливом или с минимальным его расходом.

В главе 3 проведен анализ возможности использования *URANS* моделирования при исследовании гидродинамической неустойчивости в объеме КС. В основу анализа легли сопоставления аналитических расчетов: численных - течения без горения в жаровой трубе (ЖТ) на моделях *LES*, *URANS* и экспериментальных данных. Разработан алгоритм численных исследований и анализа работы КС в широком спектре режимов, позволяющий выявить наиболее неустойчивые зоны в ЖТ.

В главе 4 представлена методика обработки и анализа результатов квазистационарных расчетов КС для прогнозирования устойчивого протекания процессов в ней. Сопоставлены результаты расчета и испытаний на стенде ОАО "ВТИ" двух КС, существенно различающихся геометрией проточной части и диапазонами исследованных режимов. Предложен критерий $\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr}$, показана его корреляция с экспериментально замеренными в КС амплитудами пульсаций давления. Нестационарный расчет процесса горения в КС показал, что значения доминирующей частоты пульсации давления, полученные при расчете и замеренные в эксперименте, близки. Показано, что природа этой частоты носит гидродинамический характер и соответствует крупномасштабной неустойчивости процесса течения вблизи горелочного устройства (ГУ), которая усиливается тепловыделением процесса горения, протекающего в той же области, где происходят максимальные изменения скоростей потока.

В главе 5 проведен анализ факторов, влияющих на местоположение фронта пламени и предложена методика рассогласования зон максимальной гидродинамической неустойчивости и максимальных тепловыделений. Рассмотрены взаимосвязи между параметрами смесеобразования, течения и режима горения с распределением тепловыделения по объему ЖТ. Предложен параметр максимального тепловыделения по длине ЖТ для анализа местоположения фронта пламени в объеме КС, показана его корреляция с экспериментально замеренной максимальной пульсацией светимости по длине КС. Разработаны методы перемещения максимума тепловыделения к ГУ КС. Показано положительное влияние его положения на устойчивость работы КС. Получены зависимости положения фронта пламени от конструктивных и режимных параметров.

В главе 6 описана методика доводки поля температуры на выходе КС при помощи численного *CFD* моделирования. Показана эффективность ее применения на двух КС, путем проведения эксперимента и сопоставления полученных расчетных и экспериментальных данных.

В **заключении** проводится обобщение разработанных методик в алгоритм разработки и оптимизации конструкций МЭКС, с использованием отработанных критериев. Сформулированы выводы, сделанные по результатам работы.

Постановка задач исследований, обсуждение методики вычислительных экспериментов и полученных результатов выполнены с участием научного руководителя д. т. н. Тумановского А.Г.

Автор выражает глубокую благодарность всем тем, кто так или иначе способствовал работе над диссертацией и без чьего участия работа была бы невозможна. Экспериментальные данные, показанные в диссертации, были получены коллективом группы камер сгорания на уникальных стендовых установках под руководством Гутника Михаила Николаевича и Васильева Василия Дмитриевича. Особую благодарность автор выражает Берне Аркадию Львовичу за внимание, проявленное к работе, постоянный контроль, ценные замечания и советы, а также моральную поддержку и взаимопонимание, которые создавали творческие условия для работы.

Часть работы была выполнена в сотрудничестве с разработчиками программного продукта *FlowVision* фирмы "Тесис", которых автор благодарит за проявленный интерес и поддержку.

В заключение автор выражает особую благодарность своему научному руководителю Анатолию Григорьевичу Тумановскому за постановку задачи и научное руководство.

ГЛАВА 1 Особенности использования математического моделирования для расчетов процессов МЭКС

При разработке перспективных ГТУ одной из главных задач является создание малоэмиссионных камер сгорания (МЭКС), к конструкциям которых предъявляются всё более жёсткие требования по совершенствованию рабочего процесса. Кроме требований к полноте выгорания топлива, оптимальному температурному полю на выходе из КС, температуре стенок пламенных труб и газосборников, устойчивой работе на всех режимах, добавились новые - к уровню выхода оксидов азота и продуктов неполного сгорания.

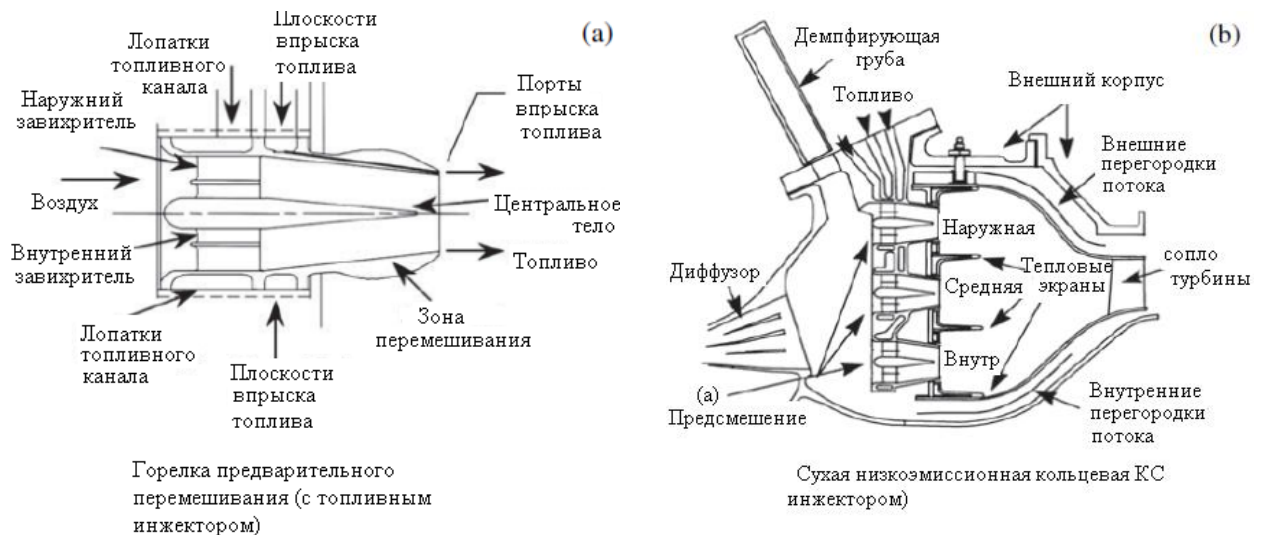
Для снижения выбросов оксидов азота в МЭКС широко используют сжигание "бедных" предварительно перемешанных (ПП) топливовоздушных смесей (ТВС). Низкая температура горения и равномерность смеси обеспечивают при этом снижение концентрации NO_x при минимальных концентрациях СО и других продуктов неполного сгорания. Однако применение такого метода нередко приводит к неустойчивости процесса горения и возникновению интенсивных пульсаций давления, которые могут приводить к механическим и термическим повреждениям элементов камер сгорания и лопаточного аппарата турбины. В связи с этим в настоящее время существенно увеличился объём работ, необходимых для создания новых конструкций камер сгорания и отработки их рабочих процессов. Применение математического моделирования рабочего процесса КС ГТУ позволяет при исследовании влияния конструктивных и режимных факторов на основные ее характеристики наметить конкретные пути их улучшения, существенно снизив при этом объём экспериментальных исследований. Это выполнимо лишь в том случае, если выбранные математические модели корректно описывают процессы в КС и принятые в них допущения не искажают реальных процессов. Четкое понимание рабочих процессов конкретной конструкции КС, организации течения и горения в ней, необходимых для правильного выбора математических моделей для ее описания.

Для МЭКС современных ГТУ подача и перемешивание топлива имеют первостепенное значение для последующего экономичного и чистого сгорания. Для газового топлива наиболее важно оптимальное перемешивание воздуха, топлива и продуктов сгорания в зоне горения. Помимо первичной функции подготовки горючей смеси, горелка ПП ТВС с закруткой потока формирует поле течения и определяет процесс горения.

Течение воздуха и газа в элементах КС ГТУ характеризуется значениями числа Рейнольдса $Re \sim 10^5$ и более. Как правило, жаровая труба (ЖТ) КС имеет цилиндрическую форму. Критическое число $Re_{кр}$, при котором осуществляется переход от ламинарного течения

к турбулентному при течении в трубе лежит в интервале от 2300 до 20000. Течение в КС закрученного потока носит отрывной характер, что создает дополнительные условия для его турбулизации. Таким образом, течение в КС можно рассматривать как развитое турбулентное [1].

В подавляющем большинстве КС ГТУ используются горелки, создающие тороидальную зону рециркуляции (ЗР) в качестве основного механизма стабилизации пламени. Течение в этой области характеризуется высоким уровнем сдвигов и интенсивной турбулентностью, вызываемой отрывом вихрей. Доводке инжекторов и горелок с закруткой уделяется большое внимание, как применительно к ЖРД [02], так и к ГТУ [03,04,05]. Современные достижения в технологиях подачи топлива в ГТУ изложены в работах Mansour [06] и Huang и др. [07]. На рисунках 1.1–1.2 показаны несколько вариантов конструкций малоэмиссионных горелок и камер сгорания энергетических ГТУ.

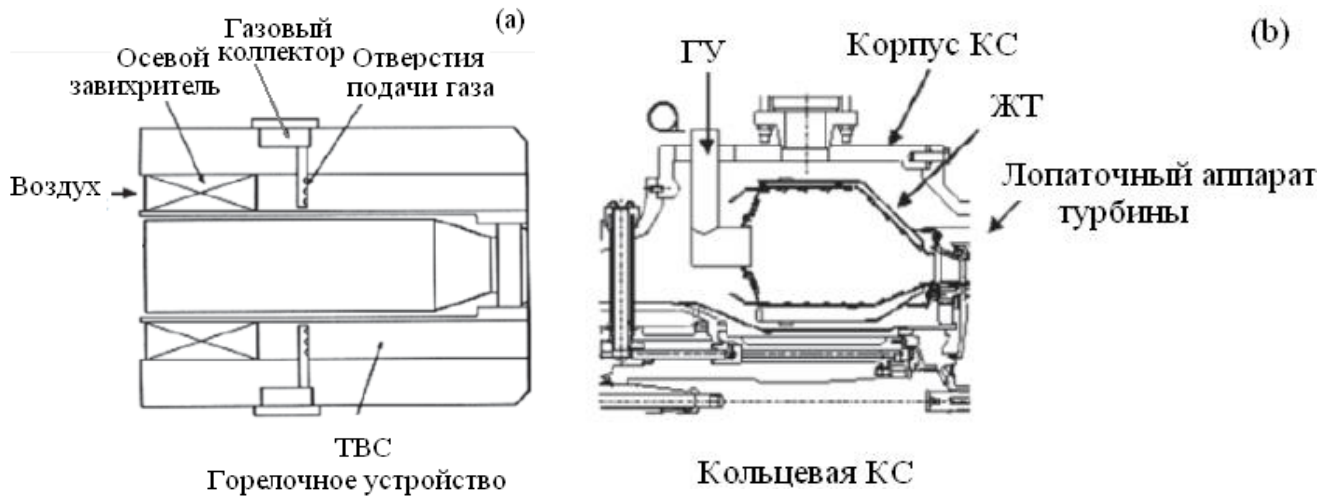


a - Смеситель *DACRS* с подачей топлива *ELBO*, *b* - Сухая малоэмиссионная кольцевая КС

Рисунок 1.1 - МЭКС конвертированного двигателя *GE LM6000* [08,09,10 ,11,12,13.]

Технические данные:

- Микрофакельная трехзонная (ярусная) кольцевая КС;
- 75 смесителей - сдвоенных завихрителей с противовращением, противоточное конвективное охлаждение.
- $\text{NO}_x < 25 \text{ млн}^{-1}$ и $\text{CO} < 20 \text{ млн}^{-1}$ на газообразном топливе;



a - горелка ПП ТВС на газообразном топливе; *b*- кольцевая камера сгорания
Рисунок 1.2 - камера сгорания *SoLoNOx* ГТУ «*Solar*» [14]

Технические данные:

- Кольцевая КС, Горелка ПС с закруткой на газообразном топливе;
- Охлаждение эффузионное или конвективное с противотоком;
- $\text{NO}_x < 25 \text{ млн}^{-1}$, $\text{CO} < 50 \text{ млн}^{-1}$ на газообразном топливе.

На рисунке 1.2, *a* показана горелка с одним завихрителем для КС ГТУ «*Solar*» на газовом топливе. Топливо подается за лопатками завихрителя через радиальные спицы и смешивается с воздухом в канале до поступления в ЖТ.

В модульной горелке течение направляется решеткой осевых или радиальных [15] лопаток (рисунок 1.3). Одинарные и множественные завихрители создают необходимое для полного сгорания распределение топлива и воздуха. Расположенные концентрически завихрители могут создавать закрутки потока совпадающих или противоположных направлений.

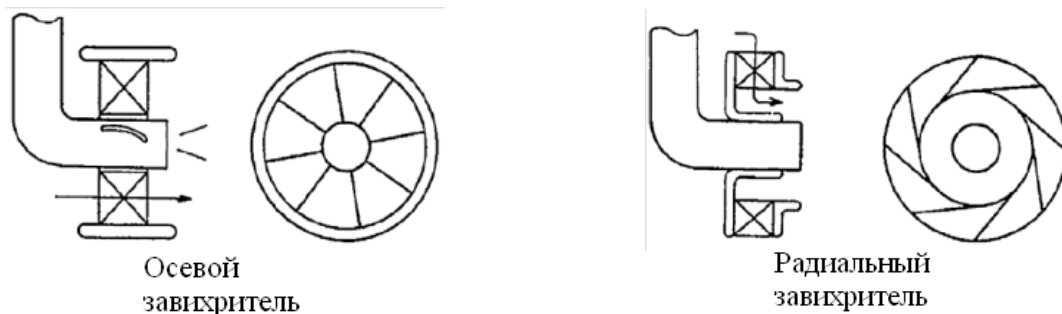


Рисунок 1.3 - схемы осевого и радиального завихрителей [15]

Структура течения за типовым завихрителем показана на рисунке 1.4. Видно три явно выраженные структуры: вихрь, вызванный отрывом, центральная зона рециркуляции ниже по

течению выхода горелки, прецессионный слой вихря, окружающий центральную зону рециркуляции, и сдвиговые слои, начинающиеся с внешней кромки кольцевого канала.

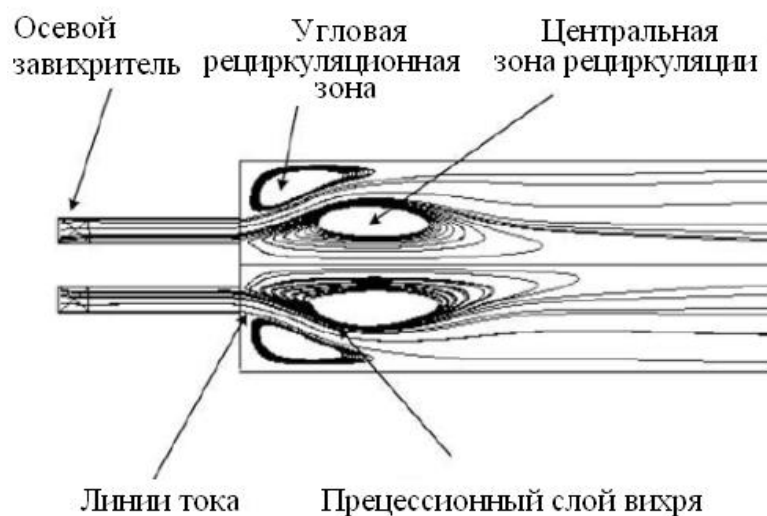


Рисунок 1.4 - структура течения в типовой КС ГТУ с осевой горелкой ПС

Одна из важных характеристик завихрителя – отрыв вихря. Это явление проявляется как резкое изменение течения вблизи ядра вихря и обычно образует «пузырь» рециркуляции или спиральную структуру. Область отрыва формирует основной механизм стабилизации пламени и характеризуется существованием зон застоя и обратных течений. Изучению сильно закрученных потоков посвящено много работ: [16,17,18,19]. В работах [20, 21] описываются три типа вихревых структур ламинарно закрученных потоков в трубе: осесимметричная, спиральная и двойная. Осесимметричный тип (рисунок 1.4) обычно доминирует при высоких значениях закрутки, а спиральный – при низких (рисунок 1.5).

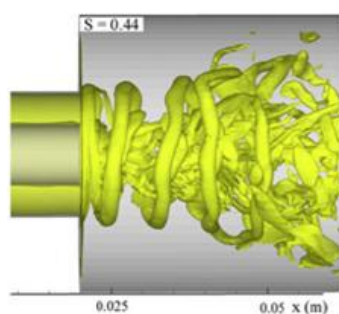


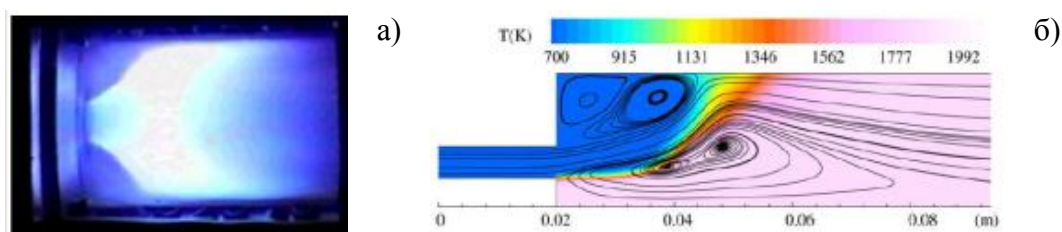
Рисунок 1.5 - моментальные изображения поверхностей равной завихренности при $\omega=75000$ 1/с и низкой степени закрутки $S = 0.44$ [22]

Двойные структуры (рисунок 1.4) появляются только в расширяющихся трубах из-за расширения и закрутки ядра потока.

Поток воздуха, газа и продуктов сгорания в КС можно считать несжимаемым (или слабо сжимаемым) [23], поскольку он характеризуется числами Маха много меньшими 1. Только в области сопла, установленного на выходе из КС, течение необходимо рассматривать, как сжимаемое, поскольку число Маха в горле сопла может достигать 1 и более.

Таким образом, математическая модель, применяемая для расчета течения в КС, должна хорошо описывать развитое турбулентное течение несжимаемой жидкости.

В КС ГТУ топливо сжигается как в диффузионном режиме, когда горючее и окислитель поступают в объем ЖТ отдельно, а смешение и горение происходят одновременно, так и гомогенно, когда происходит предварительное перемешивание горючего и окислителя в зоне ПП ГУ и в объем ЖТ поступает уже подготовленная ТВС. На рисунке 1.6 показаны фотография устойчивого пламени (рисунок 1.6а) и поле температур и невозмущенные линии тока в продольном сечении КС (рисунок 1.6б) типичные для устойчивого режима горения. Видно, что центральная зона рециркуляции стабилизируется в следе центрального тела. В центральной зоне рециркуляции образуется вихрь, играющий роль стабилизатора пламени. При устойчивом горении пламя распространяется от угла центрального тела к стенке ЖТ.



а - фотография устойчивого пламени, б - поле температуры и невозмущенные линии тока в продольном сечении КС

Рисунок 1.6 - гомогенное горение

На определенных режимах работы КС происходит выгорание топлива обоими способами. Таким образом, математическая модель горения, описывающая процессы в КС должна включать два предельных случая - распространение пламени предварительно перемешанных газов и диффузионное горение не перемешанных топлива и окислителя, а также область частичного смешения компонентов топливной смеси. Ниже будут рассмотрены модели горения, применяемые при расчете процесса горения в КС, различаемые по скорости распространения пламени для каждого из режимов горения.

Основным инструментом их исследования является моделирование турбулентного течения с горением.

1.1 Моделирование турбулентного течения

Численное моделирование турбулентного течения можно разделить на три категории: прямое численное моделирование (*DNS* - direct numerical simulation), моделирование крупномасштабных вихрей (*LES* - large eddy simulation) и осредненные по Рейнольдсу или Фавору стационарные (*SRANS* - Steady Reynolds-averaged Navier-Stokes) и нестационарные (*URANS* - Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes) уравнения Навье-Стокса.

На рисунке 1.7 представлены зависимости результатов, позволяющие провести качественное сравнение решений, получаемых на разных моделях.

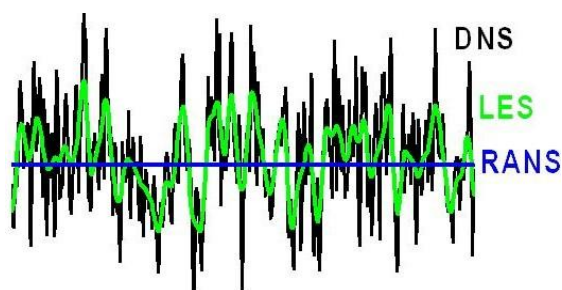


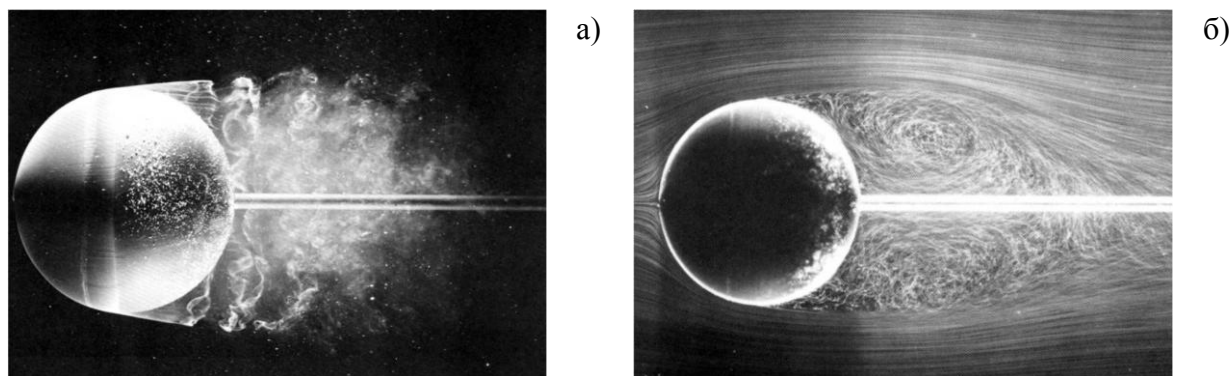
Рисунок 1.7 - качественное сравнение результатов, получаемых с использованием разных моделей.

Модель турбулентности *DNS* применяется для описания турбулентных течений с низкими значениями Re в КС простой геометрии, как с предварительным смешением топлива и воздуха, так и без него [24, 25, 26]. Основное применение модели турбулентности *DNS* – фундаментальные исследования турбулентного течения и его взаимодействия с пламенем. В этой модели не используются дополнительные уравнения. Нестационарные уравнения Навье — Стокса решаются с очень мелким шагом по времени, на мелкой пространственной сетке, что требует значительных вычислительных мощностей. Из-за громадного объема информации, получаемой при таком моделировании, ценность представляют получаемые средние значения, с которыми могут сравниваться другие модели. Метод используют для оценки применимости других, упрощенных, моделей турбулентности.

В инженерной практике обычно применяется модель турбулентности *RANS*, требующая умеренных компьютерных ресурсов. Принцип модели заключается в замене случайно изменяющихся характеристик потока (скорость, давление, плотность) суммами осредненных и пульсационных составляющих.

На рисунке 1.8 приведены фотографии обтекания шара турбулентным потоком. Фотографии сделаны с разной выдержкой, что позволяет визуализировать линии тока

мгновенного (рисунок 1.8, *a* - малая выдержка) и среднего (рисунок 1.8, *б* - большая выдержка) поля турбулентного течения. Отличие в картинах тем больше, чем больше уровень пульсаций относительно средних значений.



a - фотография мгновенного поля течения (малая выдержка); *б* - фотография среднего поля течения (большая выдержка)

Рисунок 1.8 - обтекание шара при $Re = 15 \cdot 10^3$ [27]

В подмодели *SRANS* подразумевается осреднение характеристик течения на достаточно большом интервале времени. Для этой модели можно записать:

$$u_j = \bar{u}_j + u'_j, \quad c_j = \bar{c}_j + c'_j, \quad (1.1)$$

где $(u_j, j = x, y, z)$ - компоненты вектора скорости потока;

c_j - скалярная характеристика потока;

$$\bar{u}_j = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_j(t) dt, \quad \bar{c}_j = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T c_j(t) dt. \quad (1.2)$$

Среднее значение не зависит от времени, т. е. описывает стационарное течение.

Для подмодели *URANS*, которую используют для воспроизведения крупномасштабных периодических пульсаций течения, справедлива запись:

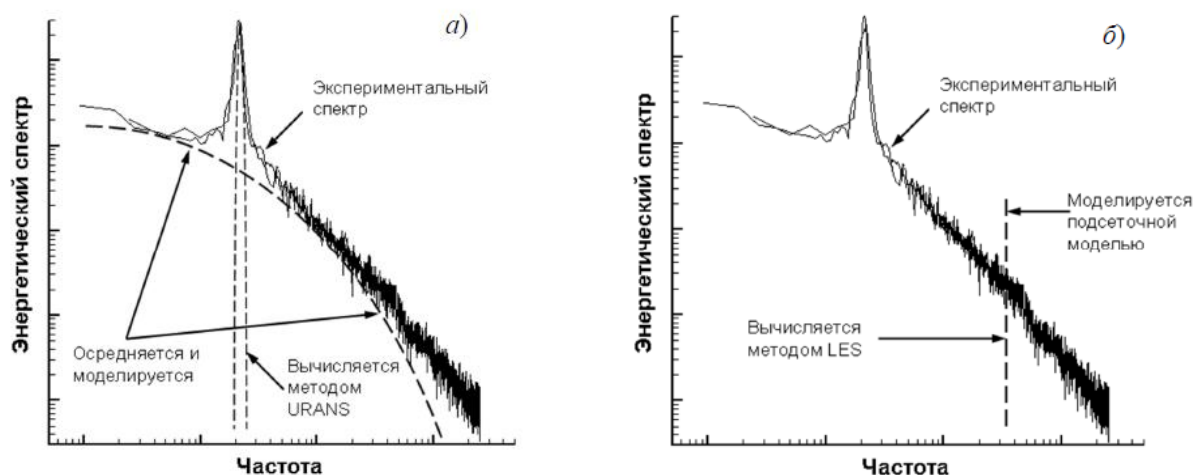
$$\bar{u}_j(t) = \frac{1}{T} \int_0^T u_j(t') dt'. \quad (1.3)$$

В данном случае период интегрирования конечен, но к нему предъявляются следующие требования:

- он должен намного превышать максимальный период турбулентных пульсаций;
- он должен быть намного меньше характерного времени, связанного с крупномасштабной нестационарностью. Такая нестационарность может быть обусловлена меняющимся во времени внешним воздействием (движение корабельного винта, поршня в цилиндре двигателя и т.п.), или крупномасштабными упорядоченными вихревыми структурами (обтекание цилиндра и т.п.).

В модели турбулентности *RANS* эффект турбулентных возмущений описан тензором напряжений Рейнольдса и служит для замыкания системы уравнений движения и неразрывности Навье-Стокса. Для моделирования тензора напряжений Рейнольдса разработано множество моделей, от простой алгебраической до моделей *k-ε*., используемых для замыкания системы уравнений. Модель турбулентности *RANS* хорошо описывает осредненные по времени турбулентные течения, однако законность ее применения для нестационарных турбулентных течений, особенно в таких сложных случаях, как закрученные потоки с рециркуляцией, должна быть проверена [28]. Брукес и др. [29]. Чжу и др. [30, 31, 32] в своих работах продемонстрировали правомерность использования модели турбулентности *RANS*, которая хорошо описывала нестационарное турбулентное течение в камере сгорания при определенных условиях, и позволила получить хорошую сходимость с результатами экспериментальных данных. Брюстер и др. [33] составили обзор по использованию модели турбулентности *RANS* для численного моделирования процессов, протекающих в камерах сгорания стационарных газовых турбин.

Диапазон частот, адекватно воспроизводимых численным решением *URANS*, ограничен. Метод *URANS* не ставит целью воспроизвести реальный спектр турбулентных пульсаций. Данный метод используют для воспроизведения крупномасштабных периодических пульсаций течения (рисунок 1.9а).



а - URANS, б - LES

Рисунок 1.9 - вычисляемая и моделируемая части энергетического спектра турбулентных пульсаций

Модель турбулентности *LES* используют для расчета течений, в которых основной вклад в энергию турбулентности вносят крупные вихри, обладающие большой массой и импульсом. Идея метода заключается в том, что большие масштабы турбулентности рассчитываются явно,

а эффекты более мелких вихрей моделируются с использованием правил подсеточного замыкания. Данная модель особенно привлекательна для расчетов КС ГТД, в которых течение сильно нестационарно, а турбулентность доминирует. Уравнения сохранения для моделирования крупных вихрей получают фильтрованием мгновенных уравнений сохранения. Метод основан на двух предположениях. Первое состоит в возможности разделения поля скорости на движение крупных и мелких вихрей. Крупные (энергонесущие) вихри пространственно анизотропны, их форма и размер зависят от условий образования, размеров и формы области течения. Характерный размер крупных вихрей близок к характерному размеру тела, за которым развивается турбулентность.

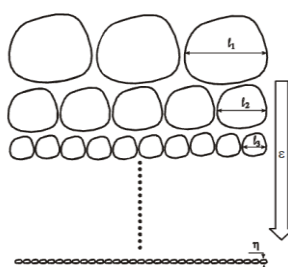


Рисунок 1.10 - каскадный перенос энергии

Время жизни крупных вихрей сопоставимо с характерным временем осредненного течения L/V , где L - характерная длина, V - средняя скорость течения. Крупные вихри переносятся осредненным потоком, они упорядочены (когерентны) и не находятся в равновесии с осредненным течением, т.е. скорость их генерации не равна скорости их распада в данной точке пространства [34]. В турбулентном потоке крупные вихри распадаются на более мелкие в результате многоэтапного каскадного процесса. Мелкие вихри полностью неупорядочены, хаотичны, пространственно изотропны (рисунок 1.10). Их время жизни мало по сравнению с характерным временем осредненного течения. Мелкие вихри безынерционно подстраиваются под изменения осредненного течения, в результате чего скорость их генерации равна скорости распада. Таким образом, они находятся в локальном равновесии с осредненным течением.

Второе предположение состоит в возможности аппроксимации нелинейных взаимодействий между крупными и мелкими вихрями только по крупным вихрям с использованием подсеточных моделей (subgrid scale - *SGS*). Таким образом, мелкомасштабное движение исключается из исходных уравнений Навье - Стокса с применением операции фильтрации и моделируется с использованием *SGS*. Наиболее популярные и часто используемые фильтрационные функции - Гаусса, Фурье, цилиндрическая. При расчетах с использованием метода конечных объемов (МКО) фильтрация осуществляется естественным образом в результате интегрирования дифференциальных уравнений, представляющих законы сохранения, по конечным объемам. Среди применяемых *SGS* моделей можно выделить вязкие

вихревые модели, основанные на гипотезе Буссинеска. В этом классе используются модели Смагоринского [35, 36] и вариант с учетом сжимаемости *Erlebacher* [37]. В моделях Смагоринского предполагается сохранение энергии в каскаде. Для настройки анизотропных свойств течения вблизи границ обычно требуются пристеночные функции. Кроме того, модель Смагоринского не учитывает эффект обратного рассеивания кинетической энергии. Динамические модели [38, 39] смягчают предположение равновесия и учитывают неравновесность течения. В этих моделях используется предположение постоянства масштаба, из которого определяются параметры модели. Крупномасштабное движение рассчитывается из решения отфильтрованной нестационарной системы уравнений Навье - Стокса.

На рисунке 1.11 приведено сравнение результатов расчета течения за цилиндром, полученное методами *RANS* и *LES* [40, 41]. Неструктурированная сетка для метода *URANS* содержала примерно $0,2 \cdot 10^6$ узлов, а для метода *LES* - $4,2 \cdot 10^6$ узлов, в обоих случаях использовали одинаковые граничные условия. В расчетах определяли, в частности, характерную частоту схода крупномасштабных вихрей. Безразмерное значение указанной частоты дается числом Струхала $Sh = \frac{fd}{V} = 0.198(1 - 19.7/Re)$ произведение частоты (f) на характерный размер (d), деленное на скорость набегающего невозмущенного потока (V). Значение числа Струхала, измеренное в экспериментах, составляет 0.143. Соответствующие значения, полученные численно, составляют 0,121 (*URANS*) и 0,144 (*LES*). Метод *LES* позволил получить более близкий к эксперименту результат, чем *URANS*, однако расчетный ресурс метода *LES* превзошел *URANS* в 21 раз только по сетке. Погрешность метода *URANS* составила 16%, метода *LES* - менее 1%.

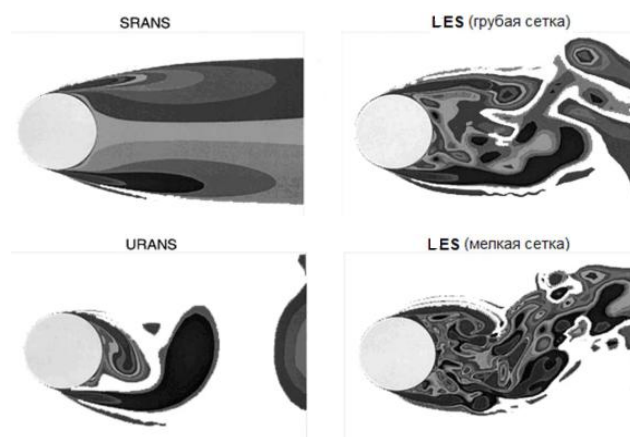


Рисунок 1.11 - расчет обтекания круглого цилиндра при $Re = 50000$ [40, 41] с помощью стационарного (*SRANS*) и нестационарного (*URANS*) метода *RANS* и метода *LES* на двух сетках (показано поле завихренности)

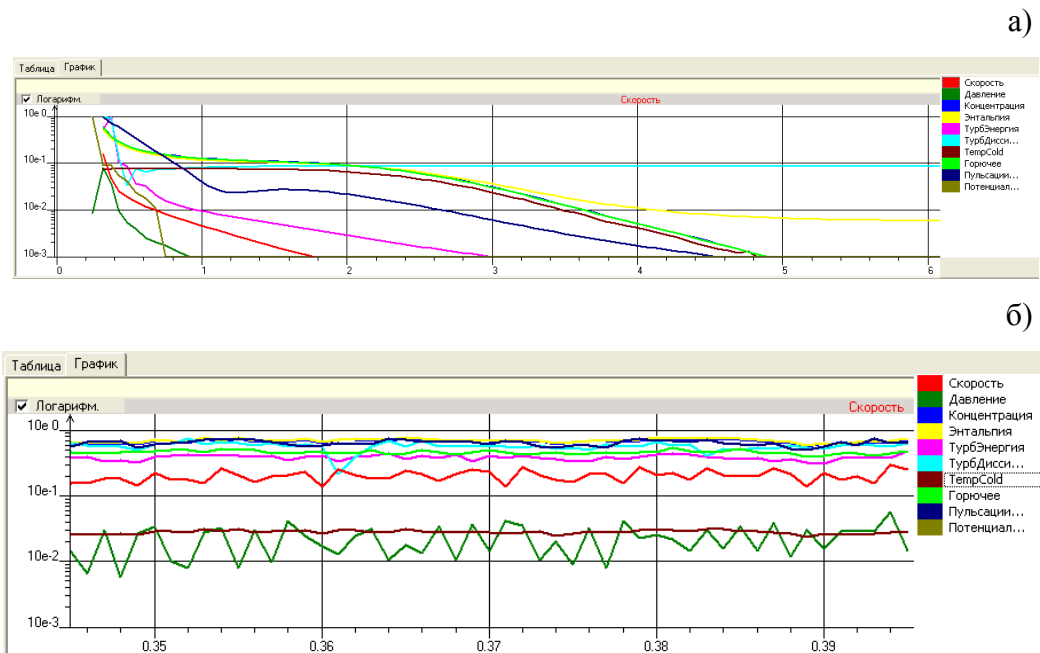
Модель турбулентности *LES* рассматривается как средство следующего поколения, тогда как *RANS* остается главным рабочим средством.

1.2 Чувствительность методов *RANS* и *LES* к разрешению по сетке и шагу по времени

На результаты численных решений, получаемых методами *RANS* и *LES*, изменения (уменьшения) шага по пространству и времени влияют принципиально разным образом.

В методе *RANS* численное решение зависит от пространственной сетки и шага по времени. Последовательное уменьшение ячеек пространственной сетки и шагов по времени в принципе позволяет получить сеточно независимое (точное) решение уравнений. На практике такое решение оказывается трудно достижимым. В связи с этим важно оценить ожидаемое отклонение полученного численного решения от сеточно-независимого предела. Такая оценка погрешности численного расчёта аналогична погрешности натурного эксперимента. Уменьшение размеров ячеек сетки и шага по времени приводит к уточнению решения осреднённых уравнений, но не означает расширения спектра разрешённых пространственных и временных флуктуаций.

На рисунке 1.12 показаны графики зависимости невязок, рассчитываемых параметров от времени (итерации).



а - монотонной, *б* - пульсирующей вокруг среднего значения

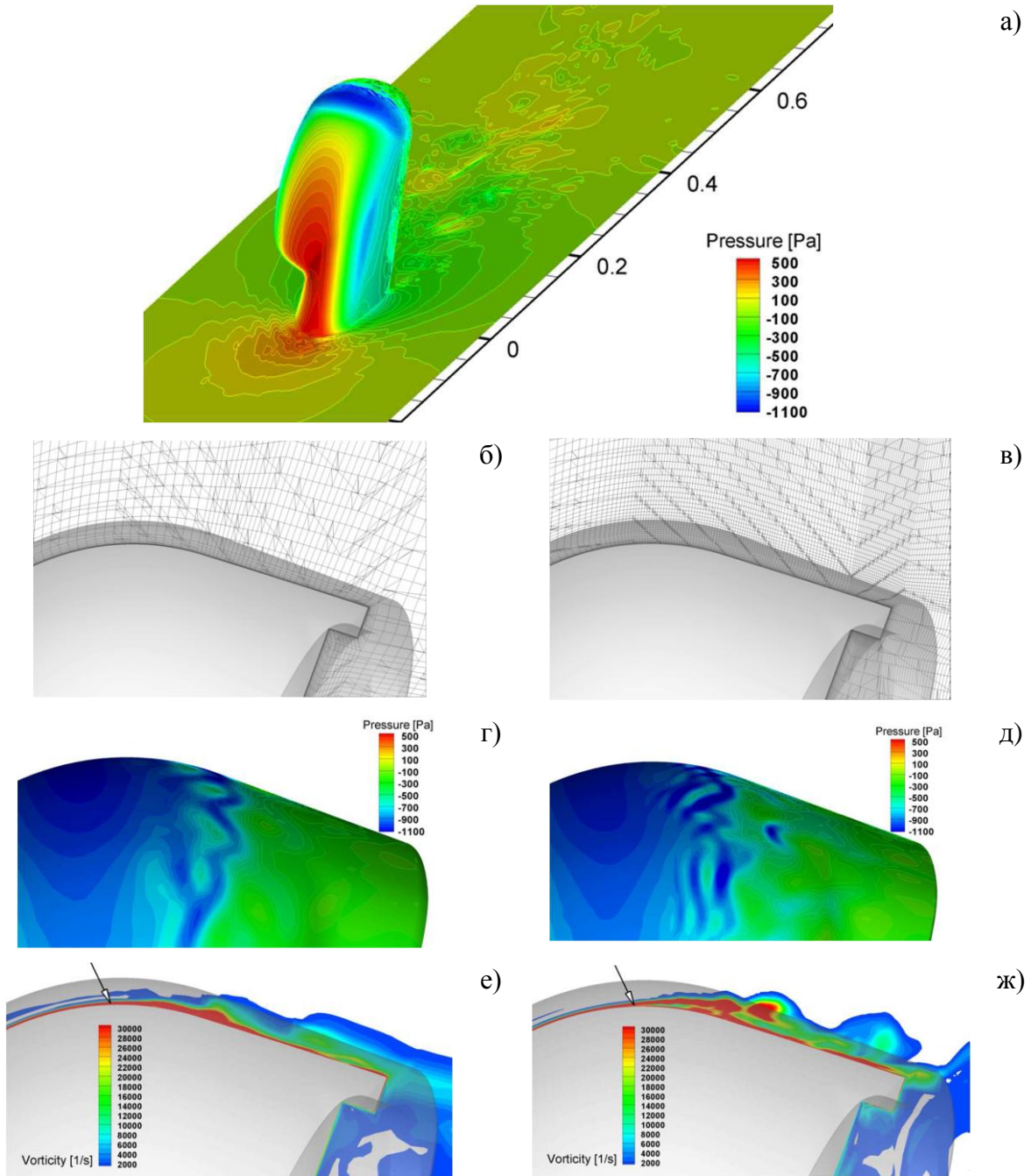
Рисунок 1.12 - графики сходимости рассчитываемых характеристик *RANS*

Модели *RANS* подразделяются на *высокорейнольдсовы* (*high-Re models*) и *низкорейнольдсовы* (*low-Re models*). *Высокорейнольдсовы* предназначены для расчёта течений при больших числах Рейнольдса. Для них требуется постановка специальных граничных условий в пристеночных областях (*пристеночных функций*), где турбулентность

затухает. Эти граничные условия ставятся не на твёрдой поверхности, а за пределами пристенного слоя (так называемого вязкого подслоя), в котором турбулентные пульсации пренебрежимо малы. Благодаря этому размер первого пристенного контрольного объёма сетки может быть достаточно большим. *Низкорейнольдсовы* (*low-Re models*), уравнения справедливы во всей расчётной области, включая пристенные участки. В этом случае расчётная сетка в пристеночной области должна быть более мелкой, чем при использовании высокорейнольдсовых моделей, — такой, чтобы в вязком подслое находилось достаточно большое число элементов.

В методе *LES* уменьшение размеров ячеек сетки означает переход к явному разрешению всё более мелких пространственных масштабов (в пределе — к прямому численному моделированию). Имеет место сеточная зависимость решения: при измельчении сетки в решении появляются всё более высокочастотные компоненты, что означает расширение разрешённого спектра в область высоких частот и малых длин волн.

На рисунке 1.13 [42] приведены расчеты обтекания бокового зеркала автомобиля методом *LES* на двух расчетных сетках. Оказалось, что расчёт на слишком грубой сетке (рисунок 1.13, б) не только не воспроизводит маломасштабные пульсации давления (рисунок 1.13, з), которые получаются в аналогичном расчёте на более мелкой сетке (рисунок 1.13, в, д). Более важно то, что может «потеряться» отрыв потока, отсутствующий на грубой сетке (рисунок 1.13, е), но отчётливо наблюдаемый в результатах расчёта на более мелкой сетке (рисунок 1.13, в, ж). Наличие или отсутствие отрыва течения существенно влияет на сопротивление, уровень вибраций и интенсивность шума, производимого турбулентным потоком.



a — распределение мгновенного разрешённого давления по наветренной поверхности обтекаемого тела; *б, в* — сетки 1 и сетки 2 вблизи вершины тела; *г, д* — распределение мгновенного разрешённого давления по поверхности вблизи вершины тела; *е, ж* — завихрённость разрешённого поля скорости в пограничном слое вблизи вершины тела
 Рисунок 1.13 - обтекание бокового зеркала автомобиля (расчёт пристеночного течения в областях возможного отрыва потока)

Сеточное разрешение должно быть достаточным для воспроизведения структурных особенностей течения, таких как возможный отрыв течения в диффузорных областях с отрицательным градиентом давления. Такие участки течения видны на рисунок 1.13, *a*, где синим цветом показаны области пониженного давления вблизи верхней и боковой частей

рассматриваемого тела. Снижение давления особенно выражено в верхней части тела, представленной на рисунок 1.13, б–ж. Хорошо видно, что снижение давления обусловлено расширением потока из-за понижения поверхности тела.

При достаточном разрешении расчётной сетки роль подсеточных моделей значительно меньше, чем роль моделей турбулентности при осреднении уравнений по всему спектру, так как подсеточная турбулентность содержит малую часть кинетической энергии турбулентности. В связи с тем, что вблизи твёрдых поверхностей турбулентность становится анизотропной, а размер турбулентных вихрей уменьшается, явное численное разрешение турбулентных пульсаций требует использования гораздо более мелкой расчётной сетки, чем в условиях развитой турбулентности вдали от стенок. Для ослабления этого требования применяют специальные модификации подсеточных моделей в пристеночной области.

При выборе математической модели для описания процесса течения в КС необходимо руководствоваться поставленной перед расчетом задачей. Стационарный метод *RANS* позволит достаточно точно рассчитать стационарные характеристики потока, такие как расходы и потери давления на элементах КС, покажет картину усредненного течения с зонами обратных токов и средних скоростей по сечениям. Такой расчет будет наиболее экономичен по расчетной сетке и потребует минимальных затрат времени. Для получения качественного прогноза нестационарной картины течения, позволяющей определить места образования и отрыва крупных вихрей с элементов КС, с примерной оценкой частоты их зарождения возможно использование метода *URANS* с малым шагом по времени. Результаты такого расчета позволят определить места наибольшей нестационарности и при необходимости изменить конструкцию для устранения крупномасштабной турбулентности или изменения частот отрыва вихрей. Использование метода *LES* позволит получить не только качественные, но и количественные значения характеристик нестационарного течения, разрешив при этом не только крупномасштабную, наиболее энергетически значимую, турбулентность, но и средние ее масштабы. Однако этот метод потребует больших вычислительных ресурсов и при максимальной своей точности будет приближаться по затратам к экспериментальным исследованиям.

1.3 Моделирование турбулентного горения

Теория турбулентного горения однородной смеси заимствует основные понятия и представления из теории распространения плоского (нормального) фронта пламени по неподвижной смеси горючего и окислителя [43].

Механизм распространения плоского пламени описывается следующим образом:

- принимается, что между топливом и окислителем происходит одноступенчатая реакция, т.е. процесс описывается тремя переменными T , c_o , c_f - температурой и концентрациями окислителя и топлива соответственно;

- принимается, что коэффициенты молекулярного переноса одинаковы, и, следовательно, из-за подобия уравнений диффузии и теплопроводности концентрации c_o и c_f можно выразить через температуру T .

В этом случае процесс описывается одним уравнением:

$$\rho^{(o)} u_n \frac{dc}{dn} = \frac{d}{dn} a \rho \frac{dc}{dn} + \rho W(c), \quad c = \frac{T - T^{(o)}}{T^b - T^{(o)}}, \quad (1.4)$$

где ρ - плотность, W - скорость тепловыделения, a — коэффициент тем-пературопроводности, c - безразмерная температура, u_n - скорость нормального распространения пламени, верхние индексы o и b относятся к свежей смеси и продуктам сгорания, n - направление, нормальное фронту пламени. Направление нормали определено так, что $c = 0$ при $n = -\infty$ (свежая смесь), $c = 1$ при $n = \infty$ (продукты сгорания). Краевая задача для уравнения (1.4), т.е. равенства $c(-\infty) = 0$, $c(\infty) = 1$, позволяет определить u_n .

Скорость химической реакции очень сильно зависит от температуры, т.е. $W \sim \exp(-1/(RT))$, где критерий $E/RT^{(b)}$ много больше единицы (E - энергия активации, R - универсальная газовая постоянная). Поэтому в пламени можно выделить две области - тепловую зону, в которой $0 < c < 1 - \delta^* c$, где $\delta^* c \sim RT^{(b)}/E \ll 1$, и зону химических реакций, в которой $1 - \delta^* c < c < 1$. В первой зоне содержащее источник слагаемое в уравнении (1.4) несущественно, а во второй можно пренебречь конвективным слагаемым, что при сращивании решений, полученных в обеих зонах, позволяет найти u_n в явном виде.

Предположив, что $\rho = \rho^{(o)} * T^{(o)}/T$, $a = a^{(o)} * (T^{(o)}/T)^2$ (такое предположение позволяет достаточно точно описать реальные зависимости $\rho(T)$ и $a(T)$), получим, что в пределе $(E/RT^{(b)} \rightarrow \infty)$ толщина зоны реакции стремится к нулю. Следовательно, она должна рассматриваться как поверхность, на которой температура непрерывна, а ее производная терпит разрыв, т.е.

$$\left[\frac{\partial c}{\partial n} \right]_{n=+0} = 0, \quad \left[\frac{\partial c}{\partial n} \right]_{n=-0} = \frac{a^{(o)} \beta}{u_n}, \quad \beta = \frac{T^{(b)}}{T^{(o)}} \quad (1.5)$$

$$u_n = \sqrt{2a^{(o)} \int_0^1 W dc}, \quad \frac{E}{RT^{(b)}} \gg 1 \quad (1.6)$$

т.е. скорость нормального распространения пламени зависит от коэффициента молекулярного переноса и скорости химических реакций. Формула (1.6) открывает возможность приближенного описания проблемы при произвольной кинетике химических реакций, так как позволяет вместо большого числа неточно известных параметров, характеризующих скорости отдельных реакций, рассмотреть одну величину u_n которая легко и достаточно точно измеряется в опытах. Величина u_n зависит от давления p , начальной температуры $T^{(0)}$ и коэффициента избытка воздуха в свежей смеси $\alpha^{(0)}$. Формула (1.5) справедлива не только для плоского, но и для произвольного фронта пламени [44].

Химическая кинетика описывается единственным уравнением $\tau_c = a^{(0)}/u_n^2$ - характерным временем реакции. Часто удобно рассматривать толщину тепловой зоны нормального фронта пламени $\delta_n = a^{(0)}/\beta u_n$. Порядок значений u_n и δ_n при нормальных условиях для метановоздушных смесей составляет $u_n \approx 40$ см/с, $\delta_n \approx 0,4$ мм ($\beta \approx 7,5$, $a^{(0)} = 0,2$ см²/с) [45, 46].

Рассмотрим теперь горение в турбулентном потоке. Основная информация об этом процессе получена при измерениях аналогов величин u_n и δ_n , соответственно скорости распространения турбулентного пламени u_t и протяженности зоны горения δ_t . Предполагается, что основная информация о турбулентном горении дается только величиной u_t . Наиболее важные характеристики, которые оказывают влияние на u_t , это пульсационная скорость и интегральный масштаб:

$$u^{(o)} = \sqrt{\frac{1}{3} \langle (u^{(o)} - \langle u^{(o)} \rangle)^2 \rangle}, \quad L = \frac{(u^{(o)})^3}{\langle \varepsilon \rangle}, \quad (1.7)$$

где $\langle \varepsilon \rangle$ - диссипация энергии, $u^{(o)}$ - пульсационная скорость.

Обобщение большого количества экспериментальных данных показывает, что с увеличением пульсационной скорости возрастает и скорость распространения пламени. Увеличение масштаба турбулентности L также приводит к росту скорости распространения пламени [47, 48]. Обе характеристики турбулентности $u^{(o)}$ и L набегающей на пламя смеси влияют на скорость распространения пламени. В зоне горения эти характеристики должны изменяться вследствие уменьшения плотности. Изменение плотности существенно влияет на характеристики горения. Этот эффект описывается критерием β (1.5).

Влияние давления на скорость распространения пламени хорошо изучено в работах [49]. Из них следует, что u_t растет с увеличением давления p , а характерное время реакции τ_c уменьшается, при этом $a^{(o)} \sim p^{-1}$, $u_n \sim p^{-0.2}$. Параметрами, определяющими u_t являются: τ_c , $u^{(o)}$, β , L , которые объединяет в себе критерий Михельсона [50, 51, 52]:

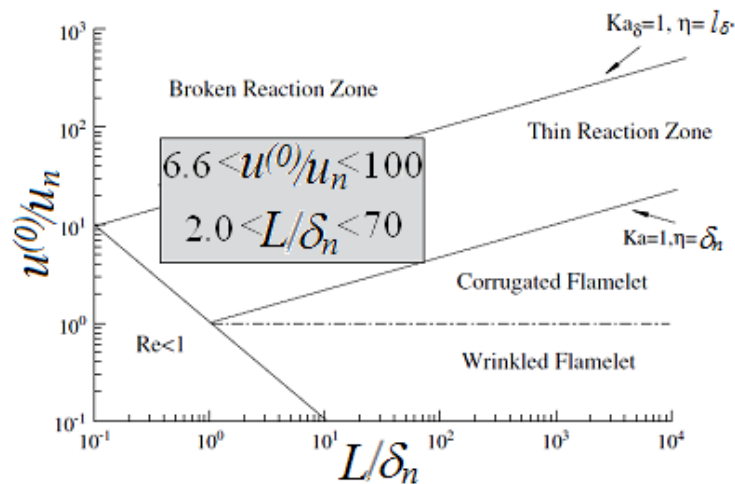
$$Mi = u^{(o)*} a^{(o)} / (L * u_n^2) \quad (1.8).$$

Скорость турбулентного распространения пламени будет оцениваться по формуле:

$$u_t = u^{(o)} * \varphi_2(\beta, Mi, u^{(o)}/u_n) \quad (1.9).$$

Как было отмечено ранее, турбулентное горение носит фронтальный характер, т.е. свежая смесь и продукты сгорания разделены узким пограничным слоем, в котором происходит резкое нарастание температуры. Этот слой искривлен из-за флуктуации скорости разных масштабов.

Проблема взаимодействия турбулентности и химии может рассматриваться как отношение двух безразмерных параметров – турбулентного числа Рейнольдса $Re \approx u^{(o)}L / u_n \delta_n$ и числа турбулентности Карловица $Ka = t_F / t_\eta \approx l_F^2 / \eta^2$, где t_F и t_η – масштабы времени нормального распространения пламени и внутренней турбулентности по Колмогорову, η – масштаб длины по Колмогорову. Другой критерий Карловица Ka_δ определяется как квадратный корень отношения толщины внутреннего слоя пламени l_δ к масштабу длины по Колмогорову η . По относительным масштабам этих параметров турбулентное горение можно разбить на четыре режима, показанных на рисунке 1.14.



Broken Reaction Zone - Разорванная зона реакции
Thin Reaction Zone - Разрывы наружного слоя фронта пламени
Corrugated Flamelet - Развитая деформированная зона горения
Wrinkled Flamelet - Складчатая зона горения

Рисунок 1.14 - диаграмма режимов турбулентного горения смеси

Развитая деформированная зона горения проявляется при $Re > 1$, $u^{(o)}/u_n > 1$ и $Ka < 1$. В этом режиме турбулентные пульсации скорости $u^{(o)}$ достаточно велики, чтобы вихри деформировали фронт пламени. Однако наименьшие вихри размера η все еще больше, чем толщина ламинарного пламени δ_n и поэтому не могут изменить структуру факела. Взаимодействие между вихрями всех размеров и ламинарной структурой факела – чисто кинематическое, химические процессы и перенос внутри пламени остаются в целом неизменными. Разрывы наружного слоя фронта пламени при $Re > 1$, $u^{(o)}/u_n > 1$ и $Ka > 1$ и $Ka_\delta < 1$.

В этом режиме наименьшие вихри размера η меньше, чем толщина ламинарного пламени δ_n и могут проникать в тело пламени. Однако они не могут проникать во внутренний слой, т. к. наименьшие вихри больше, чем толщина внутреннего слоя l_δ . Однако, локальный перенос энергии и реагирующих продуктов в зоне подогрева усиливают химические реакции, поддерживающие горение, которые, в основном, поддерживаются турбулентностью.

Режим складчатой зоны горения ($Re > 1$, $u^{(o)}/u_n < 1$ и $Ka < 1$) и разорванной зоны реакции ($Re > 1$, $u^{(o)}/u_n > 1$ и $Ka_\delta > 1$) – два предельных случая со слабой турбулентностью и мелкими турбулентными вихрями, которые могут влиять на реакцию во внутреннем слое. В обоих случаях на внутренний слой ламинарного пламени турбулентность не влияет. Турбулентное пламя можно рассматривать как сочетание тонких реакционно-диффузионных слоев. На практике горение в пределах рабочих режимов проходит несколько этапов. В некоторых случаях, например, вблизи бедного срыва, взаимодействие химии и турбулентности может проявляться в режиме разорванной зоны реакции [53]. Во многих случаях на практике химические реакции могут быть ограничены тонкими областями («языками») [54, 55, 56, 57].

Таким образом, с изменением режима турбулентного горения меняется и структура поверхности фронта пламени. При масштабах турбулентности, не превышающих толщину зоны ламинарного горения, конусный фронт пламени сохраняет свою форму и остается гладким, хотя зона горения увеличивается. Если же масштаб турбулентности превышает толщину зоны нормального горения, поверхность конусного фронта пламени становится неровной (складчатой). Это ведет к увеличению суммарной поверхности фронта горения и сжиганию большего количества горючей смеси на единицу поперечного сечения потока. При крупномасштабной турбулентности, значительно превышающей толщину зоны ламинарного горения, волнение поверхности фронта пламени приводит к отрыву отдельных частиц горячей смеси, дробящихся последующими пульсациями. Фронт пламени теряет свою целостность и превращается в систему отдельных очагов горения в виде рваных, расчленяющихся и сгорающих в потоке частиц горючей смеси. При крупномасштабной турбулентности поверхность фронта пламени, слагаясь из поверхностей всех горящих частиц, увеличивается, приводя к резкому росту скорости распространения пламени. В этом случае может происходить не только фронтное горение, распространяющееся с нормальной скоростью, но и объемное, возникающее за счет турбулентных пульсаций раскаленных продуктов горения в свежую смесь. Следовательно, суммарная скорость распространения пламени при крупномасштабной турбулентности определяется тем или иным сочетанием элементов фронтного и объемного горения. При отсутствии пульсаций турбулентная скорость горения становится равной нормальной скорости распространения пламени. Наоборот, если пульсационная скорость значительно превышает нормальную, турбулентная скорость горения становится мало

зависящей от физико-химических свойств горючей смеси. Эксперименты показали малую зависимость скорости сгорания различных гомогенных газоздушных смесей с коэффициентом избытка воздуха больше единицы в промышленных топках от нормальной скорости распространения пламени [58].

1.4 Подходы моделирования горения *LES* и *RANS*

Существует множество коммерческих программных продуктов, в которых реализованы модели *RANS* и *LES*. Модели *RANS* исследовались теоретически и экспериментально [59, 60, 61, 62, 63, 64]. Поскольку результатом расчета на модели *RANS* являются осредненные турбулентные течения, они могут служить начальным приближением для расчета на модели *LES*. В *LES* мелкомасштабное моделирование осуществляется подсеточными моделями *SGS*, которые, хотя и позволяют рассмотреть образование структур с размером меньше, чем разрешающая способность метода *LES*, однако моделирует параметры реакции с использованием закона Аррениуса. Это зачастую ведет к недооценке глобальной скорости турбулентного горения, т. к. в пламени образуются складчатые структуры с масштабом меньше, чем разрешающая способность *LES*, а это, в свою очередь, может приводить к неожиданному срыву пламени [65, 66]. И в *RANS* и в *LES* моделях масштаб химических реакций не рассматривается, поэтому техника моделирования в обоих методах одинакова с небольшими модификациями.

1.5 Основные уравнения модели

Процесс горения в рассматриваемых в данной работе малоэмиссионных камерах сгорания базируется на *высокорейнольдсовой URANS* модели. Основными уравнениями модели будут:

- уравнение неразрывности (закон сохранения массы);
- уравнение Навье-Стокса (закон сохранения импульса);
- уравнения для k и ϵ ;
- уравнение переноса скалярной величины;
- закон сохранения энергии.

Последовательно распишем каждое из них (таблица 1.1).

Таблица 1.1

Реализация во FlowVision [67]	Теория
Уравнение Навье-Стокса (закон сохранения импульса) Течение сплошной среды (жидкости или газа) описывается системой уравнений Навье-Стокса, в которую входят:	
<p style="text-align: center;">уравнение неразрывности:</p> $\nabla(\rho\mathbf{V}) = 0 \quad (1.10)$ <p style="text-align: center;">уравнения движения:</p> $\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = -\nabla P + \nabla((\mu + \mu_t)(\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^T)) + (\rho - \rho_{ref})\mathbf{g} \quad (1.11)$	<p style="text-align: center;">уравнение неразрывности:</p> $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.23)$ <p style="text-align: center;">уравнения движения:</p> $\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.24)$ <p>τ_{ij} - компоненты тензора сдвиговых напряжений (отсутствие объемных сил)</p> <p>p - давление</p> <p>ρ - плотность</p> <p>для ньютоновской жидкости связь между τ_{ij} и компонентами тензора скоростей деформации:</p> $S_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2 \quad (1.25)$ $\tau_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right), \quad (1.26)$ <p>μ - динамическая вязкость</p> <p>получаем:</p> $\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.27)$ <p>Осредненное уравнение имеет вид:</p> $\frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u_j u_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{p} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_j u'_i} \right) \quad (1.28)$ <p>$\overline{u'_j u'_i}$ - рейнольдсовы (турбулентные) напряжения – характеризуют перенос импульса за счет перемешивания в пульсирующем потоке</p> $-\overline{\rho u'_j u'_i} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (1.29)$

<p>Турбулентная вязкость:</p> $\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.12)$ <p>уравнения для k и ε:</p> $\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}k) = -\nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + G - \rho \varepsilon \quad (1.13)$ $\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\varepsilon) = -\nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon) \quad (1.14)$ <p>где</p> $G = \mu_t \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.15)$ <p>Параметры: $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$; $C_\mu = 0,09$; $C_1 = 1,44$ $C_2 = 1,92$</p>	<p>Тогда уравнение Навье- Стокса:</p> $\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} =$ $= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \left(\rho k + (\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (1.30)$ <p>Турбулентная вязкость:</p> $\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.31)$ $\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} =$ $= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\underbrace{\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}}_{\text{Турбулентная диффузия}} \right) + C_{\varepsilon 1} \underbrace{\left(-\rho \bar{u}_i' \bar{u}_j' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \frac{\varepsilon}{k}}_{\text{Генерация}} - C_{\varepsilon 2} \rho \underbrace{\frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{Диссипация}} \quad (1.32)$
<p>Уравнение переноса скаляра (уравнение для скалярных величин ϕ, описывающих концентрацию топлива, окислителя, продуктов сгорания, оксидов азота)</p>	
$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\phi) = \nabla((\mu + \mu_t)\nabla\phi) + Q \quad (1.16)$ <p>или</p> $Q = \frac{d(\rho \phi)}{dt} \quad (1.17)$	$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \rho \mathcal{D} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \quad (1.33)$ <p>ϕ – обобщенная скалярная величина</p> <p>\mathcal{D} – коэффициент диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$)</p> <p>В уравнение отсутствуют источники и стоки (несжимаемое течение с постоянной плотностью)</p> <p>Осредненное уравнение:</p> $\frac{\partial \rho \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \bar{\phi}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho (\mathcal{D} + \mathcal{D}_t) \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \quad (1.34)$ $\mathcal{D}_t = \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \quad (1.35)$

	\mathcal{D}_t - коэффициент турбулентной диффузии
Закон сохранения энергии	
$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}h) = \nabla \left(\left(\frac{\lambda}{c_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla \varphi \right) + Q_h$ <p style="text-align: right;">(1.18)</p> <p>Источник описывает радиационные потери</p> $Q_h = C_\varepsilon \sigma_0 \tilde{T}^4$ <p style="text-align: right;">(1.19)</p> <p>T – температура, определяется из соотношения для энтальпии смеси:</p> $h = \sum_{i \in \Omega} Y_i h_i(\tilde{T})$ <p style="text-align: right;">(1.20)</p> <p>где</p> $h_i(\tilde{T}) = h_i^o + \int_{T_0}^{\tilde{T}} c_p^{(i)}(\tilde{T}) d(\tilde{T})$ <p style="text-align: right;">(1.21)</p> <p>h_i^o - энтальпия образования компонента газа, $c_p^{(i)}$ - удельные теплоемкости, аппроксимируемые многочленами 4-й степени:</p> $c_p^{(i)}(\tilde{T}) = \sum_{n=0}^4 a_n^{(i)} \tilde{T}^n$ <p style="text-align: right;">(1.22)</p> <p>в данной модели значения величин h_i^o и $c_p^{(i)}$ взяты из библиотеки CHEMKIN [68]</p>	$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial u_j E}{\partial x_j} = - \frac{\partial \mathbf{T}_j}{\partial x_j} - \underbrace{2\nu S_{ij} S'_{ij}}_{\substack{\text{Вязкая} \\ \text{диссипация}}} \quad (1.36)$ <p>$\mathbf{T}_j = u_j p / \rho - 2\nu u_i S_{ij}$ - компоненты вектора потока энергии</p> <p>$S_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ - компоненты тензора скоростей деформации</p> <p>Осредненное уравнение:</p> $\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial u_j \bar{E}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j E} + \frac{u_j p}{\rho} - 2\nu u_i S_{ij} \right) - \underbrace{2\nu \bar{S}_{ij} \bar{S}'_{ij} - 2\nu \overline{S'_{ij} S'_{ij}}}_{\text{Диссипация}} \quad (1.37)$ $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad S'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)$

В программном комплексе FlowVision [67] реализованы следующие модели горения:

Предполагается, что газовая смесь состоит из топлива (f), окислителя (o), продуктов сгорания (p) и нейтрального газа (n):

$$f + o + p + n = I \quad (1.38).$$

Пусть продукты сгорания образуются в результате брутто-реакции:

$$1 \text{ кг топлива} + i \text{ кг окислителя} \rightarrow (1+i) \text{ кг продуктов сгорания}, \quad (1.39)$$

в которой массовый стехиометрический коэффициент i определяется как:

$$i = \frac{\text{Моноокислителя}}{\text{Мтопливо}} \quad (1.40).$$

Модель (1.39) означает, что концентрация топлива, окислителя и продуктов сгорания удовлетворяет уравнению (1.17):

$$Q_\varphi = \frac{d(\rho\varphi)}{dt}, \quad (1.41)$$

в котором источник Q_φ равен:

- для топлива $Q_f = -W$;
- для окислителя $Q_o = -iW$;
- для продуктов сгорания $Q_p = (1 + i)W$.

Вводятся переменные Швабе - Зельдовича:

$$F = f - \frac{o}{i} \quad (1.42)$$

$$G = f + \frac{p}{1+i}, \quad (1.43)$$

которые удовлетворяют уравнению (1.41) с нулевым источником ($Q_F=Q_G=0$).

Если решать уравнение (1.41) для пар (f, G) , то оставшиеся переменные $(o$ и $p)$ могут быть найдены из соотношений (1.38), (1.42)-(1.43).

Модель (1.39) означает, что продукты сгорания могут лишь образовываться, но никак не исчезать. Это обстоятельство позволяет представить концентрацию продуктов сгорания в виде суммы концентраций дымовых газов (\check{p}) и образовавшихся продуктов сгорания (\hat{p})

$$p = \check{p} + \hat{p} \quad (1.44) .$$

При этом функции \check{p} и \hat{p} удовлетворяют уравнению (1.41) для скалярных величин φ с нулевым ($Q_{\check{p}} = 0$) и исходным ($Q_{\hat{p}} = Q_p$) источниками соответственно.

Введем в рассмотрение переменную Зельдовича:

$$z = G - \frac{\check{p}}{1+i}, \quad (1.45)$$

удовлетворяющую уравнению (1.41) с нулевым источником ($Q_z=0$).

Тогда (1.45) запишется:

$$z = f + \frac{p+\check{p}}{1+i} \quad (1.46).$$

Поскольку граничные условия для p и \check{p} совпадают, то граничные условия для z и f также одинаковы. Отсюда следует, что функция Зельдовича имеет смысл исходной (восстановленной) концентрации топлива.

Исходную концентрацию окислителя (δ) найдем из условия аналогичного (1.38):

$$z + \delta + \check{p} + n = 1 \quad (1.47).$$

Таким образом, решая уравнение (1.41) для тройки (f, z, \check{r}) , остальные переменные $(o$ и $p)$ находятся из следующих соотношений:

$$o = \check{o} - i(z - f) \quad (1.48)$$

$$p = \check{p} + (1 + i)(z - f) \quad (1.49).$$

По скорости протекания химической реакции модели подразделяют:

1) *модель Зельдовича*, в которой постулируется бесконечно большая скорость брутто-реакции W (1.39)

Это означает, что топливо и окислитель не могут сосуществовать одновременно в одной точке (ячейке). В этом случае решается одно уравнение (1.41) для переменной Швабе-Зельдовича (1.42). Зная F , топливо может быть найдено из следующего соотношения:

$$f = \begin{cases} F, F > 0 \\ 0, F \leq 0 \end{cases} \quad (1.50).$$

Определив коэффициент избытка окислителя α как:

$$\alpha = \frac{\check{o}}{iz} \quad (1.51).$$

Соотношение (1.50) можно переписать:

$$f = \begin{cases} (1 - \alpha)z, \alpha \leq 1 \\ 0, \alpha > 1 \end{cases} \quad (1.52).$$

Таким образом, решая уравнения (1.41) для пары $(z$ и $\check{r})$, остальные переменные (f, o, p) могут быть определены из соотношений (1.48), (1.49) и (1.52);

2) *кинетическая модель горения* для перемешанной до молекулярного уровня смеси топлива и окислителя, для которой скорость W брутто-реакции имеет вид закона Аррениуса :

$$W_{kin} = A e^{-B/T} \rho^2 f \frac{o}{i} \quad (1.53).$$

Кинетические константы в законе Аррениуса взяты из работы [69]

$$A = 10^{10}, B = 18400 \quad (1.54).$$

3) *турбулентная модель горения* для неперемешанной смеси топлива и окислителя, в которой скорость W брутто-реакции определяется скоростью турбулентного смешения (модель Магнуссена) [70]:

$$W_{mix} = 23.6 \left(\frac{\mu \varepsilon}{\rho k^2} \right)^{1/4} \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(f, \frac{o}{i} \right) \quad (1.55).$$

4) *пульсационная модель горения*, для которой степень смешения топлива и окислителя характеризует уровень относительных пульсаций функции Зельдовича $0 \leq \gamma \leq 1$.

В этой модели скорость W брутто-реакции определяется через кинетическую скорость горения перемешанной смеси W_{kin} и предельную скорость процесса перемешивания W_{mix} следующим образом [71]:

$$\frac{1}{W} = \frac{1-\gamma}{W_{kin}} + \frac{\gamma}{W_{mix}}, \quad (1.56)$$

где

$$\gamma = \min\left(1, \frac{\sqrt{g}}{z}\right) \quad (1.57).$$

Средний квадрат пульсаций функции Зельдовича $g = \langle (z')^2 \rangle$ удовлетворяет уравнению (1.17) с источником [72]:

$$Q_g = C_{g1}\mu_t \nabla^2 z - C_{g2}\rho \varepsilon g / \kappa \quad (1.58).$$

На практике топливо и окислитель химически реагируют лишь тогда, когда температура смеси выше некоторого порогового значения T_{ign} и $\alpha_{min} \leq \alpha \leq \alpha_{max}$. Поэтому источник для топлива f выберем равным:

$$Q_f = \begin{cases} 0 & T < T_{ign} \cup \alpha < \alpha_{min} \cup \alpha > \alpha_{max} \\ -W & T \geq T_{ign} \cap \alpha_{min} \leq \alpha \leq \alpha_{max} \end{cases} \quad (1.59).$$

5) модель 'ЭДС' (Eddy Dissipation Concept - концепция распада вихрей) [73] предполагает, что реакция горения протекает в узких ламинарных зонах ("тонких структурах") между турбулентными вихрями. Концентрация горючего Y_f^o и окислителя Y_o^o в этих зонах, частично заполняющих расчетную ячейку, отличаются от своих средних по объему ячейки значений. Они определяются из условия равенства скоростей турбулентной диффузии и ламинарного горения и, в свою очередь, определяют температуру и плотность "тонких структур" в ячейке. Модель пригодна как для предварительно перемешанных, так и неперемешанных реагентов.

Источниковый член в уравнении для истинной массовой доли горючего:

$$W_f = 0 \text{ при } T_{abs} < T_{ign} \text{ или } \alpha < \alpha_{min} \text{ или } \alpha > \alpha_{max} \quad (1.60)$$

$$W_f = \frac{\rho}{m_f} \frac{2.43 \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{0.5}}{1-\gamma^o} (Y_f - Y_f^o) = \frac{\rho}{\rho^o} W_{kin}(Y_f^o, Y_o^o) \quad (1.61).$$

Здесь γ_o - массовая доля "тонких структур" в расчетной ячейке

$$\gamma_o = \left[2.13 \left(\frac{\nu \varepsilon}{\kappa^2}\right)^{0.25} \right]^2 \quad (1.62).$$

В качестве реагентов брутто – реакции (1.39) могут выступать:

- топливо – CH_4
- окислитель – $7.569\text{N}_2 + 2\text{O}_2$
- продукты сгорания - $7.569\text{N}_2 + 2\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$.

Моделирование образования оксидов азота NO_2

При горении природного газа в воздухе возможно моделирование образования оксидов азота NO . Поскольку концентрация оксидов азота NO не влияет на основные газодинамические

параметры (скорость, температуру и т.п.) их расчет проводится при "замороженных" значениях газодинамических переменных.

Как известно, основной вклад в образование оксидов азота NO вносят так называемые термические оксиды азота. Их учет осуществляется путем решения уравнения для скалярных величин с источником (1.15):

$$Q_{NO} = \rho Q_{NO}^{tab}. \quad (1.63).$$

Табулированные значения скорости образования оксидов азота Q_{NO}^{tab} приведены ниже.

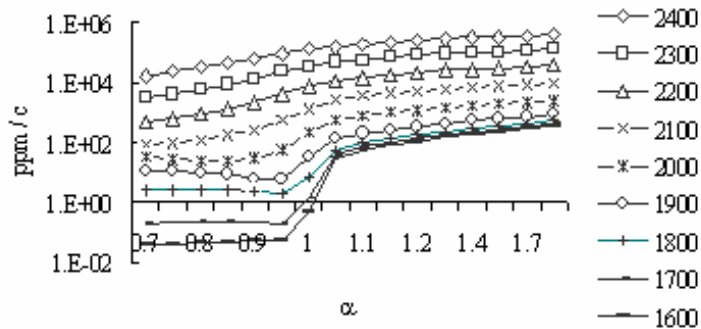


Рисунок 1.15 - зависимость скорости образования NO от температуры ($^{\circ}K$) и коэффициента избытка окислителя α

Приведенные на рисунке 1.15 зависимости $Q_{NO}(\alpha, T)$ были получены из решения системы дифференциальных уравнений, описывающей полный механизм образования оксидов азота [74].

Достоверность работы моделей FlowVision подтверждена результатами расчетов классических тестовых задач, широко известных в России и за рубежом. Ниже приведены результаты тестов моделей турбулентности, реализованных в программном комплексе (ПК) FlowVision (FV) на задачах внешнего обтекания (характерно для течения в КС) обратного уступа [75, 76] и поперечного обтекания бесконечного цилиндра [77, 78.], сделанные разработчиками ПК FV:

1) обтекание обратного уступа показано на рисунке 1.16 [75, 76]

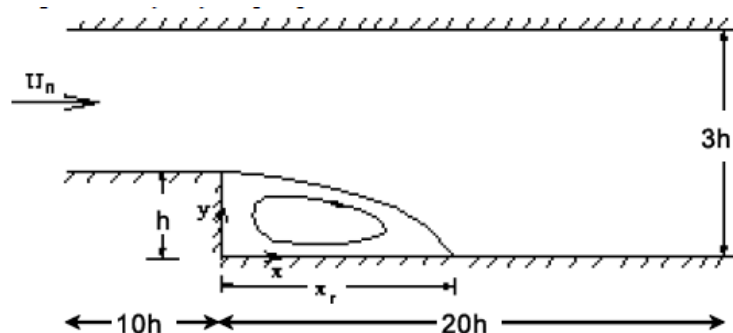


Рисунок 1.16 Размеры расчетной области

Режим течения:

$$Re = \frac{\rho V_{in} h}{\mu} = \frac{1 \cdot 1.76 \cdot 1}{2 \cdot 10^{-5}} = 88000$$

Для данного режима течения размер возвратной зоны, определяемый экспериментально располагался в диапазоне:

$$\frac{x_r}{H} = 7 \pm 0.5$$

Разработчиками была решена двумерная задача на расчетной сетке 125x25 ($Y^+=60-80$) и получены результаты, представленные в таблице 1.2.

Таблица 1.2

	Значение	Погрешность
Эксперимент	7 ± 0.5	$\pm 7.0 \%$
KES	5.92	15.4 %
KEQ	7	0 %
SST	6.39	8.7 %
SA	6.45	7.9 %
KEAKN	6.81	2.9 %
KEHL	5.21	25.6 %
KELS	5.86	16.3 %

Результаты тестирования показали хорошее соответствие ряда реализованных во *FV* моделей турбулентности с экспериментом при описании отрывных течений;

2) поперечное обтекание бесконечного цилиндра показано на рисунке 1.17 [77, 78]

При решении задачи обтекания бесконечного цилиндра, разработчиками *FV* была включена функция (встроенная в ПК), учитывающая обратный градиент давления в выражении для вязкого напряжения [67]

$$\phi_{w,eff} = c u_{\tau}^2 + y \cdot \nabla_{\phi} P \cdot \phi, \quad (1.64)$$

где $\phi > 1$ - демпфер градиента давления

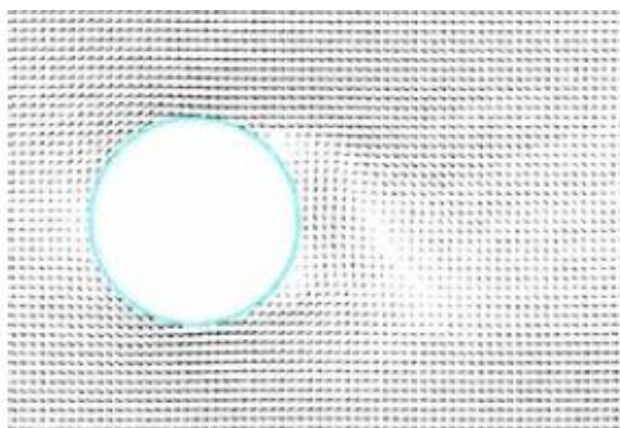


Рисунок 1.17 - положение точки отрыва и размер возвратной зоны при $\varphi=1$

В таблице 1.3 приведены сравнения экспериментальных и расчетных значений для коэффициента сопротивления цилиндра. В экспериментальных работах значения коэффициента сопротивления лежат в широком диапазоне значений (в таблице приводится среднее значение).

Таблица 1.3

	Значение	Погрешность, %
Эксперимент	0,72	
к - ϵ модель турбулентности	0,636	-11,6
к - ω модель турбулентности	0,652	-9,4
квадратичная к - ϵ модель турбулентности	0,644	-10,6

Значения коэффициента сопротивления плохо обтекаемого тела полученные экспериментально и расчетно хорошо согласуются, что позволяет правильно определять точку отрыва потока.

Ниже представлены результаты ряда тестов модели горения, реализованной во *FV*, проведенных разработчиками ПК *FV*:

- горение свободной струи природного газа в воздухе показано на рисунках 1.18-1.19;
- горение водорода в кислороде в камере сгорания.

А. Горение свободной струи природного газа в воздухе:

В трубку диаметром 12 мм подается природный газ, который со скоростью 50 м/с выходит в неподвижный воздух. Далее струя поджигается и пламя стабилизируется на струе.

Постановка задачи: двумерная (осесимметричная).

Расчётная область: сектор в 3 градуса. Размеры внешней области – диаметр 0,5 м, длина 1 м. Длина трубки принята 0,1 м.

Граничные условия: на боковых плоскостях задано условие симметрии. На внешних границах задано условие Вход/Выход с атмосферным давлением, позволяющее свободно втекать воздуху с температурой 25 °С, и свободно вытекать газам. На границе входа природного газа задана массовая скорость горючего [кг/с·м²] соответствующая скорости 50 м/с, температура природного газа 25 °С.



Рисунок 1.18 - горения струи природного газа в воздухе. Эксперимент: 23.07.2007 г. ТЭЦ ОАО «Мосэнерго, зона стабилизации (слева), общий вид факела (справа)

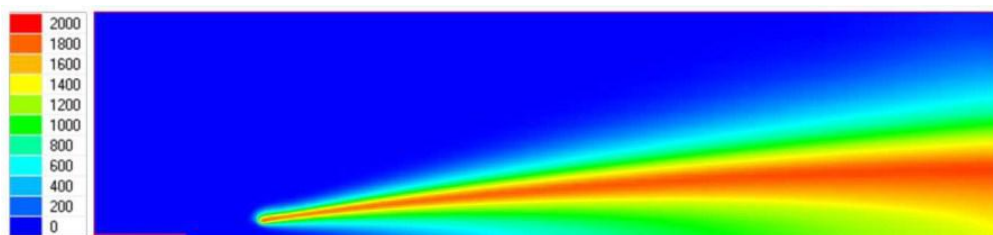


Рисунок 1.19 - горения струи природного газа в воздухе. Температура, °С

Эксперимент, проведенный сотрудниками одной из ТЭЦ ОАО «Мосэнерго» и Тишиным А.П. (ЗАО «Игл Дайнемикс») в 2007 году, представлен на фотографиях (рисунок 1.18). Пламя стабилизируется на струе, и форма факела близка к натурному.

Б. Горение водорода в кислороде в камере сгорания

Задача взята разработчиками ПК FV из общедоступного источника: отчета об изучении характеристик камеры сгорания, полученных в ходе эксперимента для анализа с CFD расчетами [79].

В камеру сгорания подается через центральную трубку окислитель O_2 и через узкий кольцевой канал – горючее H_2 .

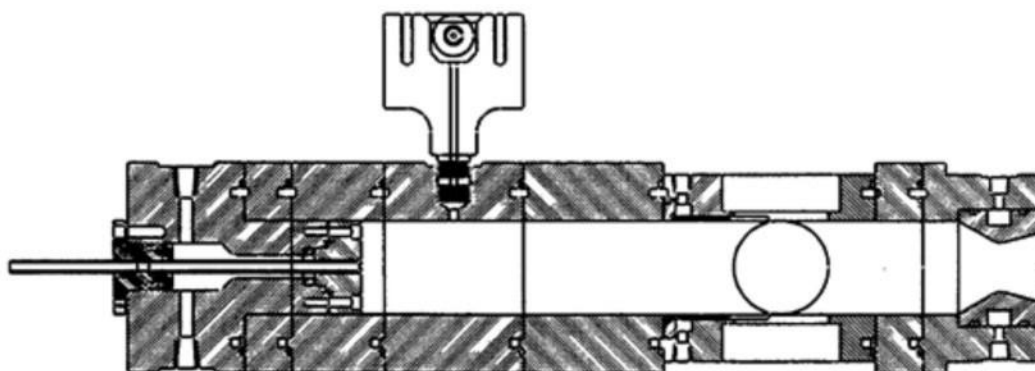
Постановка задачи: двумерная (осесимметричная).

Расчётная область: сектор в 3 градуса. Диаметр камеры 0,05 м, диаметр канала подачи кислорода 7,75 мм, канал подачи водорода высотой ~1,6 мм.

Граничные условия: на боковых плоскостях задано условие симметрии. На границе подачи O_2 задана массовая скорость [$кг/с \cdot м^2$], соответствующая скорости ~55,5 м/с, На границе канала подачи H_2 задана массовая скорость, соответствующая скорости ~180 м/с. На выходе из камеры (граница справа) задано граничное условие Свободный выход. Давление в камере сгорания 13 атм., температура газов 21 °С. Входы O_2 и H_2 показаны на рисунке 1.20.

Модель горения: 'Аррениус-Магнуссен'

а)



б)

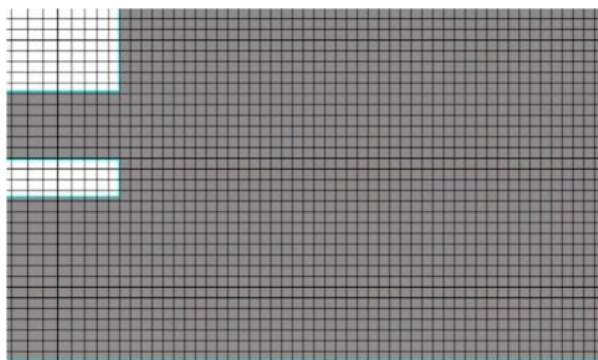


а - устройство, б - расчетная область

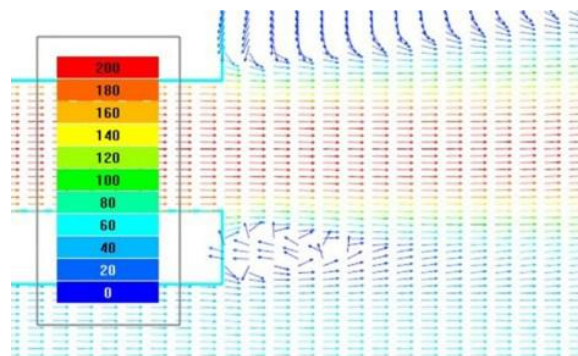
Рисунок 1.20 - камера сгорания H_2+O_2 .

На рисунке 1.21 представлена расчетная сетка и вектора скорости вблизи торца трубки подвода газов. Данная сетка позволяет сформировать вихрь на торце трубки в зоне смешения горючего и окислителя, наличие которого влияет на устойчивость пламени.

а)



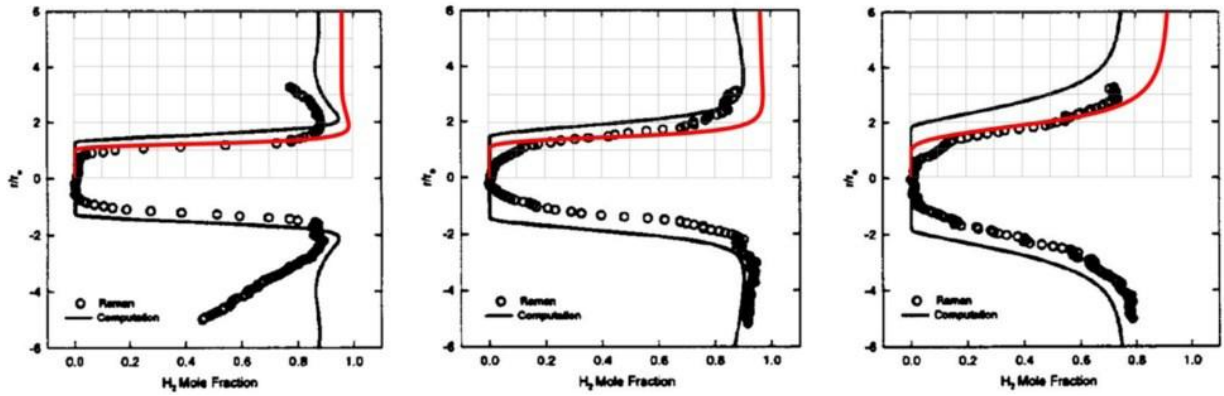
б)



а - расчетная сетка; б - скорость вблизи торца трубки подвода газов

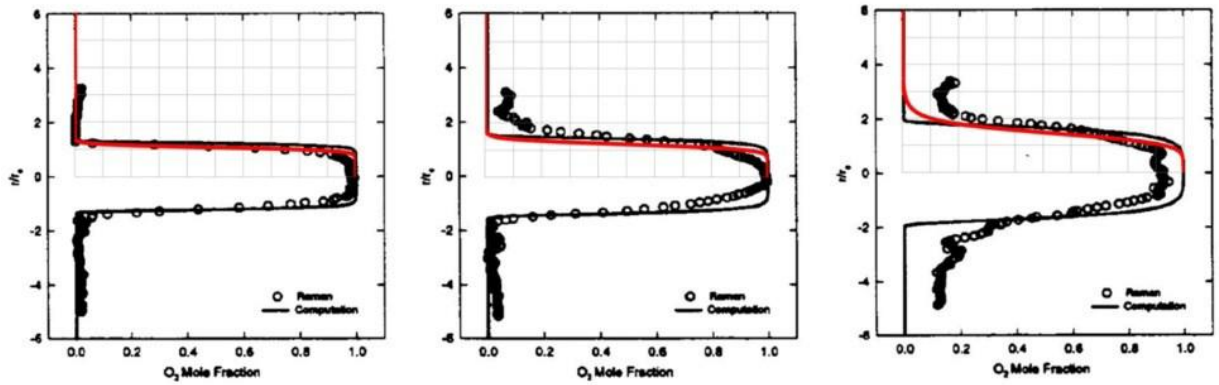
Рисунок 1.21 - камера сгорания H_2+O_2

Сравнение результатов расчета, полученных во FlowVision, с экспериментальными данными представлены на рисунках 1.22 и 1.23. Как видно из графиков распределения мольных долей H_2 (рисунок 1.22) и O_2 (рисунок 1.23), тестовые расчеты удовлетворительно совпадают с экспериментом.



Радиальное распределение мольной доли горючего H_2 (вверху) по сечениям (0,0254 м, 0,0508 м, 0,127 м) от торца трубки подвода газов. Красная линии – данные полученные во *FV*, сплошная черная линия – данные *CFD ANSYS*, точечная линия – эксперимент.

Рисунок 1.22 - камера сгорания H_2+O_2

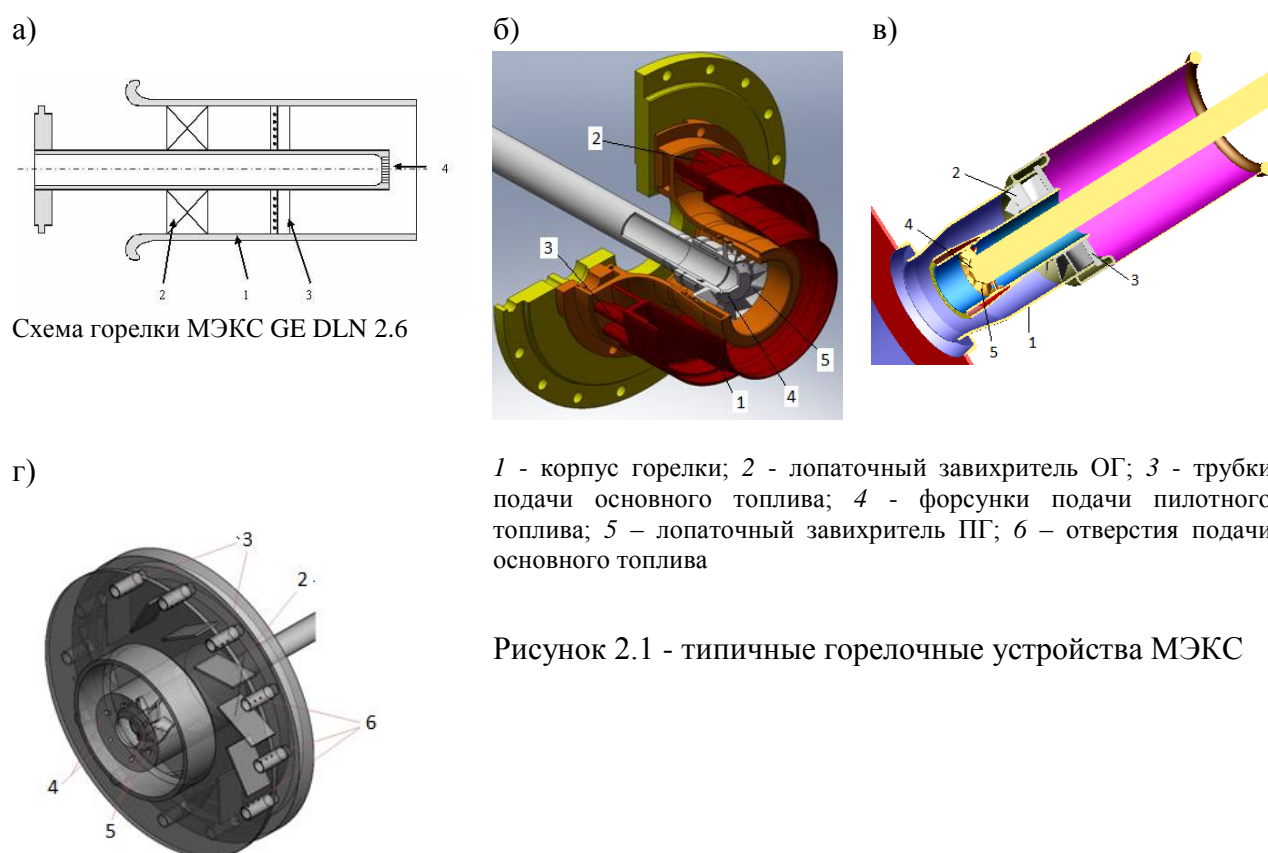


Радиальное распределение мольной доли окислителя O_2 по сечениям (0,0254 м, 0,0508 м, 0,127 м) от торца трубки подвода газов. Красная линии – данные полученные во *FV*, сплошная черная линия – данные *CFD*, точечная линия – эксперимент.

Рисунок 1.23 - камера сгорания H_2+O_2

ГЛАВА 2 Оптимизация зоны предварительного перемешивания

В конструкциях большинства малоэмиссионных камер сгорания ГТУ, заложен принцип сжигания хорошо перемешанных ТВС на нагрузках работы двигателя от 50 % до 100%. При работе двигателя от холостого хода (ХХ) до 50% устойчивое воспламенение и работа КС с высокой полнотой сгорания обеспечивается диффузионным сжиганием топлива. Типичные модели горелочных устройств МЭКС (рисунок 2.1) состоят из двух горелок: основной (ОГ) для гомогенного сжигания предварительно подготовленной топливоздушной смеси (ТВС), и пилотной (ПГ) для диффузионного сжигания топлива. ПГ может быть размещена, как на оси КС (рисунок 2.1а,б в), так и на определенном радиусе от нее (рисунок 2.1д). ОГ, как правило, состоит из завихрителя для закрутки потока и создания зоны стабилизации в жаровой трубе (ЖТ) МЭКС, трубок подачи топлива и канала перемешивания, для получения однородной топливоздушной смеси на выходе из горелки. Такая схема сжигания топлива в камерах сгорания позволяет получать низкие выбросы окислов азота, поскольку температура сгорания смеси не превосходит 1300-1500С.



В данной главе приведены результаты расчетных и экспериментальных исследований по оценке влияния процесса перемешивания ТВС на выбросы NO_x . В Приложении 1 приведены ГУ КС, исследованных расчетно и экспериментально в данной работе.

Оптимизация ГУ, заключается в оптимизации конструкции его элементов и взаимного их расположения. Одной из проблем при конструировании ГУ – является уменьшение его габаритных размеров при допустимых потерях давления на нем. В рамках заданного перепада на горелке возможно множество вариантов лопаточных завихрителей, как осевых, радиальных так и тангенциальных. Возможна вариация количества лопаток, угла установки, формы лопаток. От конструкции лопаточного завихрителя в совокупности с диаметром жаровой трубы зависят размер и интенсивность зоны рециркуляции (стабилизации пламени).

Первым шагом при оптимизации ГУ является оптимизации лопаточных завихрителей основной и пилотной зон. Немаловажным фактором является простота изготовления и себестоимость изделия. В таблице 2.1 приведен пример оптимизации конструкции осевого завихрителя зоны предварительного перемешивания (ЗПП). При фиксированной площади проходного сечения завихрителя, путем изменения формы и размера лопаток, оптимизировались следующие параметры: средний угол закрутки потока воздуха на выходе из ЗПП ($\theta_{пер.}$, °); доля расхода воздуха, участвующая в рециркуляции ($M_{рез} = (\text{Расход воздуха против потока}/\text{суммарный расход})$, %); длина (L , м) и ширина (H , м) зоны обратных токов (рисунок 2.2). Чем более развитой является зона рециркуляции, тем выше значение $M_{рез}$, тем эффективнее используются высокотемпературные газы, обеспечивая с одной стороны устойчивое воспламенение и горение топлива и влияя, с другой стороны, на образование NO_x .

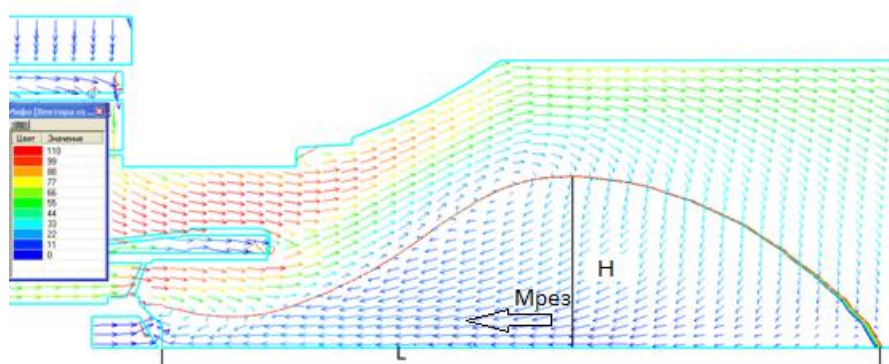
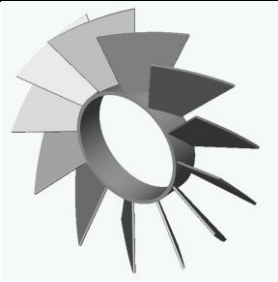

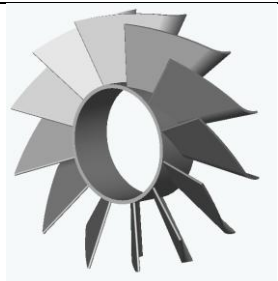
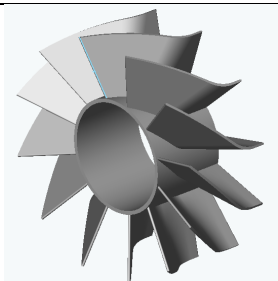


Рисунок 2.2 - поле векторов скорости и изолинии нулевой осевой скорости в продольном сечении ЖТ (зона рециркуляции очерчена изолинией нулевой осевой скорости – красная линия)

Ниже приведен пример оптимизации осевого завихрителя ОГ. Был выбран угол установки лопаток 45° и количество лопаток 12 шт. Диаметры внутренней и внешней втулок определялись габаритами ГУ и не изменялись. Оптимизировались: профиль лопаток и ширина завихрителя. В

таблице 2.1 представлены рассмотренные варианты и результаты их расчета. Потери давления для всех рассмотренных вариантов не превосходили 4%.

Таблица 2.1

N	n , шт	$F, \text{см}^2$	$b, ^\circ$	$S, \text{мм}$	3D модель завихрителя	$\Theta_{\text{пер}}, ^\circ$	$M_{\text{рез}}, \%$	$L, \text{м}$	$H, \text{м}$
1	12	39,36	45	24,72		33,64	18,2	0,2114	0,038
	Лопатки прямые, без перекрытия лопаток								
2	12	39,47	45	27,88		34,82	21,7	0,2648	0,041
	Лопатки прямые с минимальным перекрытием лопаток								
3	12	39,36	45	33,72		31,35	20,3	0,2412	0,038
	Профилированная лопатка с небольшим прямым участком со стороны входа потока								
4	12	39,36	45	37,52		30,74	20,14	0,223	0,038
	Профилированная лопатка, увеличена прямая зона со стороны входа потока								

Примечание: n , шт – количество лопаток; $F, \text{см}^2$ - площадь проходного сечения завихрителя; $b, ^\circ$ - угол установки лопаток; $S, \text{мм}$ - ширина внешней обечайки завихрителя, мм.

Из рассмотренных вариантов оптимальное соотношение между размером зоны рециркуляции и долей расхода воздуха, участвующей в ней, получено в варианте 4. В приложении 2 представлены все рассмотренные варианты завихрителей.

В зависимости от конструкции завихрителя формируется поле скорости за ним в зоне предварительного перемешивания. Для получения однородной ТВС на ограниченной длине

ЗПП, необходимо оптимально подать топливо в ОГ. В качестве критерия качества перемешивания ТВС предложен параметр среднеквадратичного отклонения ($\sigma_{C_{CH_4}}$) скалярной величины концентрации метана (C_{CH_4}) в поперечном сечении МЭКС на выходе из ЗПП (2.1).

$$\sigma_{C_{CH_4}} = \sqrt{\frac{\int_S (C_{CH_4} - \overline{C_{CH_4k}})^2 * \rho * V_n * dS}{\int_S \rho * V_n * dS}}, \quad (2.1)$$

осредненная по потоку величина скалярной переменной $\overline{C_{CH_4k}}$:

$$\overline{C_{CH_4k}} = \frac{\int_S C_{CH_4} * \rho * V_n * dS}{\int_S \rho * V_n * dS}, \quad (2.2)$$

поток скалярной величины C_{CH_4} :

$$\int_S C_{CH_4} * \rho * V_n * dS, \quad (2.3)$$

величина конвективного потока:

$$\int_S \rho * V_n * dS \quad (2.4).$$

Выбрав тип завихрителя ОГ и проведя оптимизацию его конструкции (см. выше), необходимо организовать ввод топлива в зону предварительного перемешивания таким образом, чтобы наиболее эффективно перемешать его с воздухом. Оптимизацию ввода топлива в ОГ можно разделить на следующие этапы:

- определение местоположения топливораздающих трубок относительно завихрителя;
- получение поля осевой скорости по длине ЗПП;
- расположение топливораздающих отверстий по высоте топливораздающей трубки.

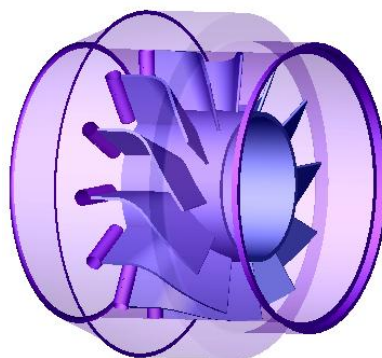
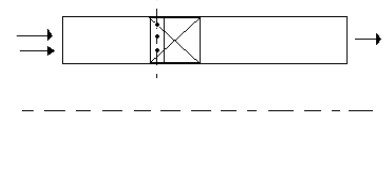
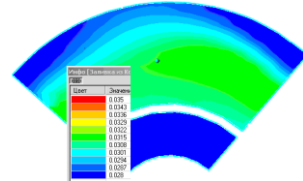
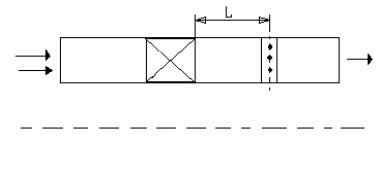
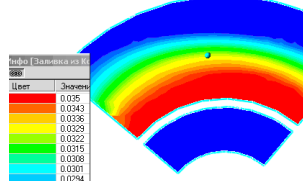
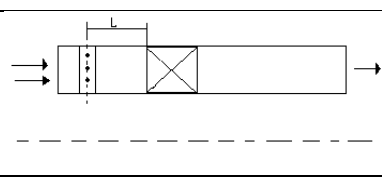
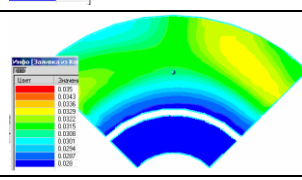


Рисунок 2.3 - модель конструкции ЗПП с осевым завихрителем

В таблице 2.2 представлены результаты численных исследований трех вариантов расположения топливораздающих трубок относительно завихрителя ОГ, приведены значения $\sigma_{C_{CH_4}}$ в поперечном сечении КС на выходе из зоны перемешивания.

Таблица 2.2

Вариант	Схема расположения топливораздающих трубок в зоне перемешивания	Поле концентрации метана на выходе из зоны перемешивания	$\sigma_{с_{CH_4}}$
1			0,07390
2			0,113
3			0,0545771

Из таблицы 2.2 видно, что при равномерной раздаче топлива по высоте канала для всех вариантов, в зависимости от места ввода топлива относительно завихрителя, поле концентрации на выходе различно. В первых двух случаях сильно выражена радиальная неравномерность концентрации, что связано с неравномерным по радиусу полем скорости воздуха (рисунок 2.5). В третьем варианте радиальная неравномерность значительно меньше и становится видна небольшая окружная неравномерность, связанная с отрывным течением воздуха за лопатками завихрителя. Как визуально – по полю концентрации, так и численно – по значению $\sigma_{с_{CH_4}}$, наилучшим по перемешиванию ТВС является вариант 3 с расположением трубок до завихрителя.

На рисунке 2.4 показана зависимость $\sigma_{с_{CH_4}}$ от безразмерного расстояния до завихрителя. Видно, что удаление трубок до завихрителя влияет на улучшение ТВС в значительно меньшей степени, чем удаление трубок после завихрителя на ее ухудшение.

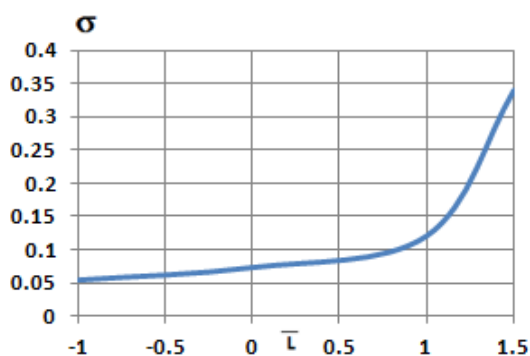


Рисунок 2.4 - значения среднеквадратичного отклонения концентрации метана на выходе из ЗПП в зависимости от расположения топливных трубок относительно завихрителя ОГ

Учитывая ограничения по габаритам, можно расположить трубки до завихрителя на расстоянии от $-0,5\bar{L}$ до 0.

Выше были рассмотрены варианты с равномерной подачей топлива по высоте канала перемешивания. По результатам расчета (таблица 2.2) ясно, что это не является оптимальным и приводит к сильной радиальной неравномерности поля концентрации.

Улучшить перемешивание воздуха и топлива возможно путем оптимизации расположения топливораздающих отверстий по высоте топливных трубок. Для этого необходимо получить расходную характеристику воздуха по высоте канала в месте расположения топливных трубок. На рисунке 2.5 представлена зависимость приведенного расхода воздуха (G_i/G_{\max} , где G_i - текущий расход воздуха, G_{\max} - максимальный в сечении) от безразмерной координаты в этом сечении.

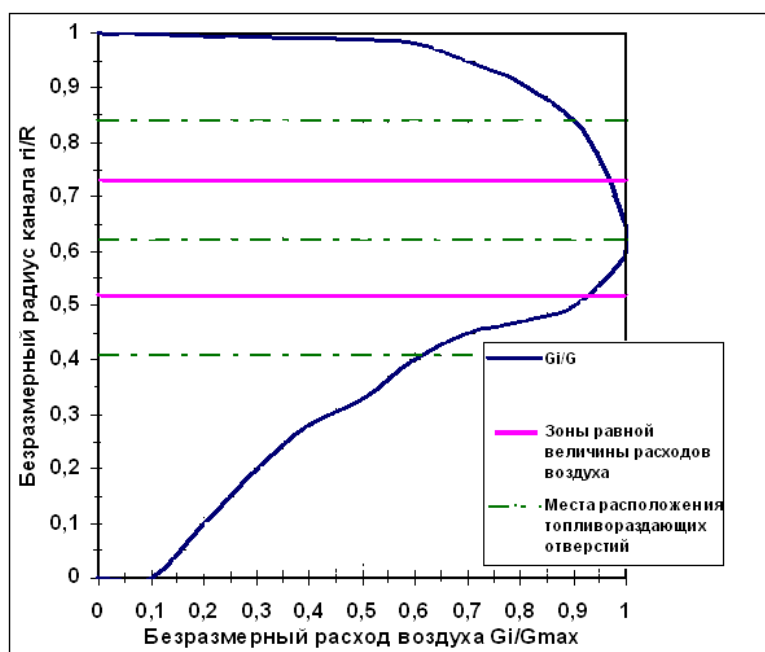
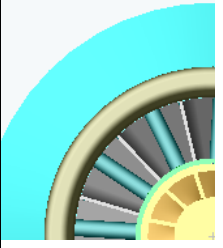
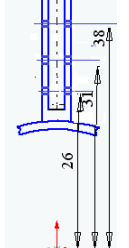
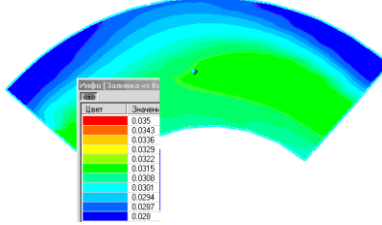
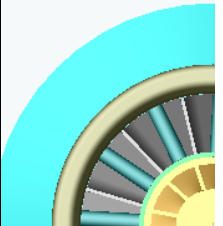
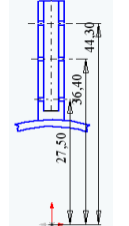
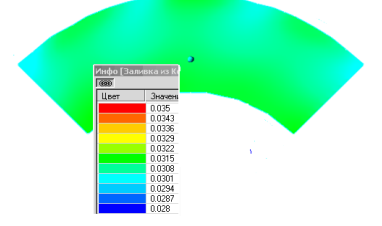


Рисунок 2.5 - распределение приведенного расхода воздуха по высоте канала перемешивания

Площадь под кривой характеризует суммарный расход воздуха через поперечное сечение. Для равномерной раздачи топлива в трех точках по высоте канала необходимо разбить площадь под кривой на три равнозначные (рисунок 2.5 – розовый штрих-пунктир) и расположить места ввода топлива в каждой из подобластей, деля каждую площадь на две равные (рисунок 2.5 – зеленый штрих-пунктир). Предложенный способ позволяет наиболее равномерно (по массам газ/воздух), расположить топливные отверстия по высоте канала.

В таблице 2.3 сравниваются исходный (равномерная подача топлива) (таблица 2.3 1a) и оптимизированный (таблица 2.3 1б) варианты расположения отверстий раздачи топлива по высоте топливных трубок.

Таблица 2.3

Вар.	Расположение топливораздающих трубок	Расположение топливораздающих отверстий на трубках	Поле концентрации в поперечном сечении на выходе из пережима	$\sigma_{с_{CH_4}}$
1а				0,07390
1б				0,014

Из таблицы 2.3 видно, что радиальная раздача топлива по высоте канала в соответствии с расходом воздуха позволила избежать радиальной неравномерности поля концентрации на выходе из ЗПП. В варианте 1б наблюдается лишь незначительная окружная неравномерность, связанная с отрывным течением потока за лопатками завихрителя.

Для оценки оптимальной длины ЗПП определим изменения среднеквадратичного отклонения концентрации метана в поперечных сечениях длинного канала смешения с шагом $0,5D$ от завихрителя, где D – калибр кольцевого канала зоны перемешивания. Рассмотрим вариант 1 расположения трубок относительно завихрителя (таблица 2.2). На рисунке 2.6 представлено поле концентрации метана в продольном сечении ЗПП.

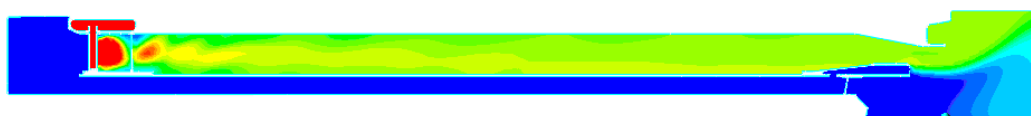
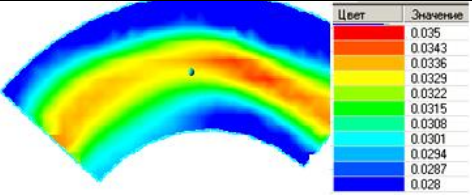
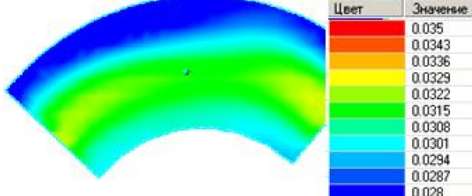
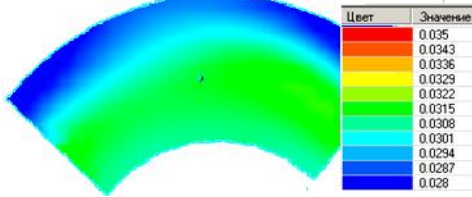
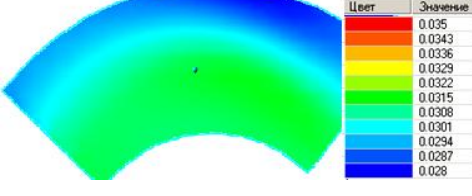
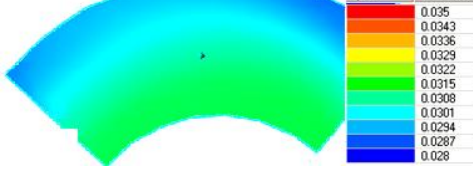


Рисунок 2.6 - поле концентрации метана в воздухе в продольном сечении ЗПП

Результаты расчетных исследований сведены в Таблицу 2.4.

Таблица 2.4

Расстояние от завихрителя до интересующего сечения	Поле концентрации в поперечном сечении на заданном расстоянии от завихрителя ОГ	$\sigma_{C_{CH_4}}$
0,5D		0,1073
1D		0,0583
1,5D		0,04106
2D		0,0317
3D		0,0229

Результаты расчета показывают, что увеличение длины канала смешения приводит к улучшению поля концентрации на выходе. Однако зависимость носит нелинейный характер. На рисунке 2.7 приведен график среднеквадратичного отклонения концентрации метана от длины зоны смешения для варианта 1 (длина зоны перемешивания выражена через n – количество калибров кольцевого канала ($d_{\text{внеш. кольца канала}} - d_{\text{внутр. кольца канала}}$)).

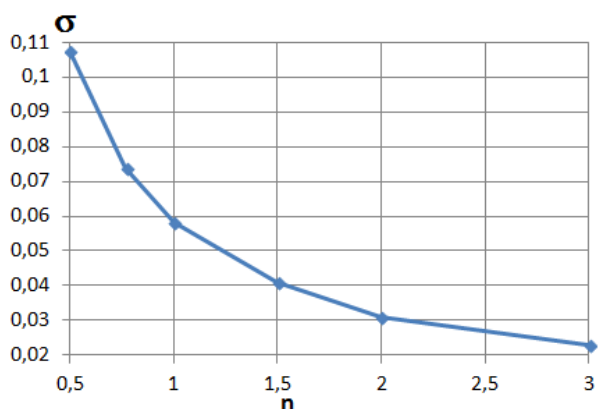
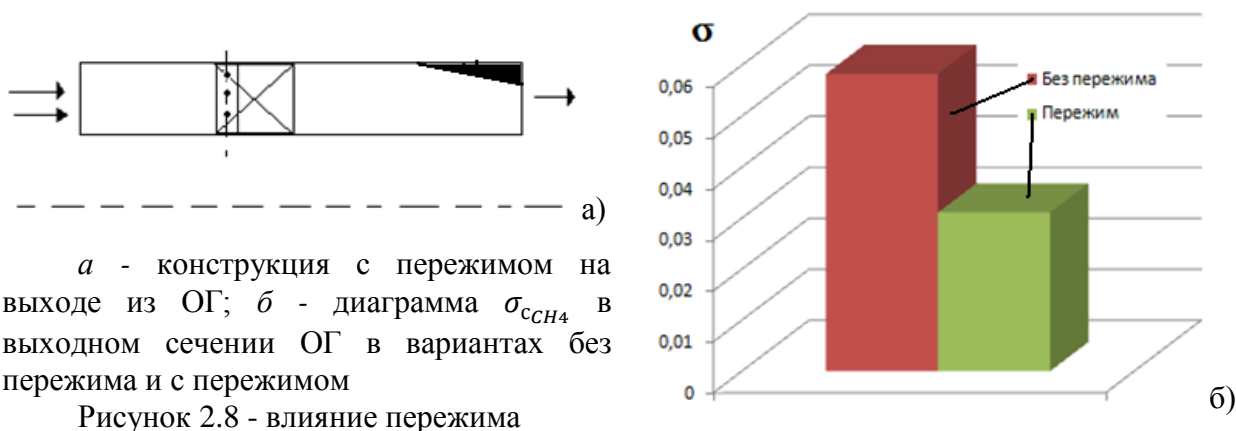


Рисунок 2.7 - зависимость среднеквадратичного отклонения концентрации метана от длины зоны смешения

Резкое улучшение степени перемешивания наблюдается на расстоянии $1.5n$, потом характер зависимости $\sigma_{с_{CH_4}}(n)$ меняется на более плавный. Целесообразно для данной конструкции выбирать зону перемешивания не менее $1.5n$ и не более $2n$, когда увеличение длины канала уже не приводит к существенному улучшению перемешивания. Аналогичные результаты получены и для других конструкций ОГ.

Часто, в конструкциях МЭКС на выходе из зоны перемешивания уменьшают площадь проходного сечения канала на 15-20 % - устанавливают пережим (рисунок 2.8а – конический пережим). Он позволяет изменить профиль осевой скорости по высоте канала и уменьшить пристеночный ламинарный погранслои, толщина которого увеличивается по длине канала. Пережим приводит к увеличению скорости в выходном сечении, исключает проскок пламени в ОГ, повышает турбулентность потока и, как следствие, улучшает перемешивание топлива и воздуха.

Результаты исследования влияния пережима на качество ТВС в выходном сечении ЗПП представлено на диаграмме 2.8б. Поле концентрации в продольном сечении ГУ, с установленным пережимом, представлено на рисунке 2.9.



Установка пережима на выходе из ОГ вдвое уменьшила неравномерность, что позволяет получать ТВС такого же качества на в 2 раза меньшей длине канала смешения.

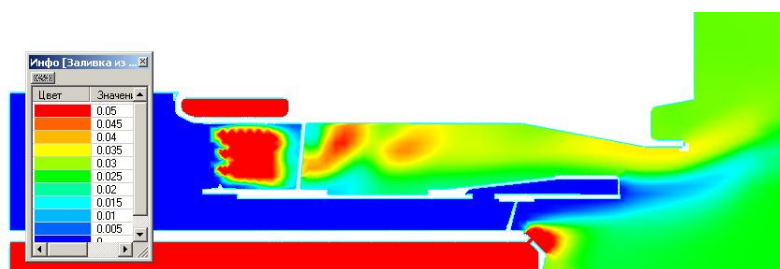


Рисунок 2.9 - поле концентрации метана в продольном сечении ГУ с установленным пережимом.

Еще одним из вариантов улучшения качества перемешивания или получения заданной неравномерности ТВС на выходе из ЗПП является раздача топлива по высоте канала в отверстия с разными проходными сечениями. Эффективность такого регулирования исследовалась на вариантах с одинаковой длиной зоны смешения и различным расположением отверстий по высоте топливораздающих трубок. Отверстия подачи топлива размещены на трубках перпендикулярно потоку воздуха по 3 отверстия на каждой стороне трубки (рисунок 2.10с). В таблице 2.5 даны значения диаметров отверстий по вариантам и среднеквадратичное отклонение концентрации метана на выходе из ЗПП.

Таблица 2.5

Номер варианта	Верхний ряд отверстий		Средний ряд отверстий		Нижний ряд отверстий		$\sigma_{\text{сСН}_4}$
	d1, мм	d2, мм	d3, мм	d4, мм	d5, мм	d6, мм	
1	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,219
2	0,8	0,8	0,6	0,6	0,6	0,6	0,20
3	0,7	0,7	0,6	0,6	0,6	0,6	0,154

Проведенные исследования демонстрируют эффективность предложенного метода для улучшения качества перемешивания метана и воздуха. Этот метод может быть применен при создании заданной радиальной неравномерности на выходе из ЗПП, необходимой на определенных режимах работы МЭКС (подробно будет рассмотрено в главе 4 неустойчивость).

На стенде ВТИ был изготовлен осевой завихритель ОГ с полыми лопатками для подачи топлива в них. Поскольку, по техническим условиям, расположить отверстия раздачи топлива возможно было лишь под углами 45 и 135 градусов к потоку сносящего воздуха, то были проведены расчеты по оценке эффективности перемешивания этих вариантов и сопоставлены с $\sigma_{\text{сСН}_4}$, полученным при подачи топлива под углом 90 градусов к потоку воздуха (таблица 2.5 вариант 1). На рисунке 2.10 приведены схемы подачи топлива через отверстия в лопатках относительно набегающего потока воздуха.

- расположение топливораздающих трубок до завихрителя ОГ (от $-0,5\bar{L}$ до 0 см. рисунок 2.4) является более эффективным;

- при создании оптимальных условий длина зоны перемешивания должна быть не менее 1,5 и не более 2 калибров кольцевого канала зоны перемешивания (рисунок 2.7);

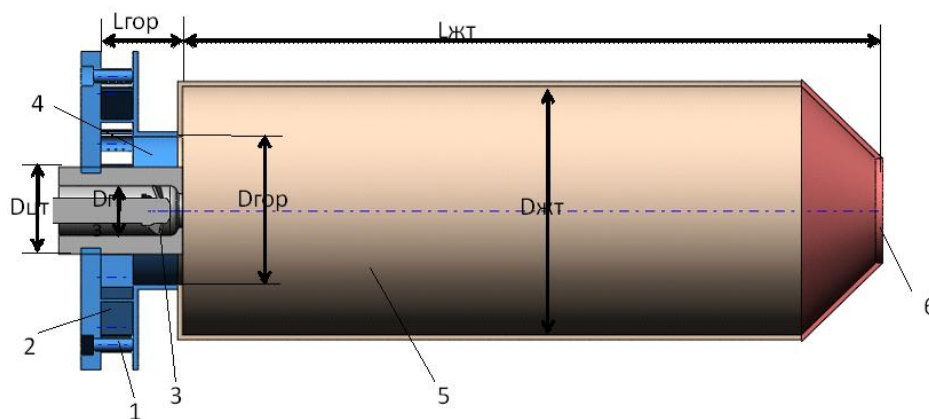
- установка пережима в конце зоны смешения на выходе из ГУ позволяет значительно (до 50%) улучшить степень перемешивания на выходе из канала или сократить длину зоны перемешивания в два раза;

- путем подбора расположения отверстий по высоте канала смешения или изменения диаметра топливораздающих отверстий возможно создание заданной радиальной эпюры концентрации;

- расположение отверстий под углом 45° к потоку набегающего воздуха предпочтительнее по качеству перемешивания ТВС, чем варианты 90° и 135° .

Оптимизация зон перемешивания по предложенной выше схеме была проведена для камер сгорания 2, 3 и 4, представленных в таблице 1 приложения 1.

На стенде ВТИ были проведены испытания ГУ МЭКС по измерению концентрации природного газа в ТВС на выходе из ЗПП. На рисунке 2.11 представлена трехмерная модель КС. Горелочное устройство (рисунок 2.12) состоит из двух горелок: основной для гомогенного сжигания предварительно подготовленной топливоздушной смеси, и пилотной для диффузионного сжигания топлива. Пилотная горелка размещена по оси КС и имеет отдельный подвод воздуха, который закручивается осевым завихрителем. Основная горелка состоит из радиального завихрителя для закрутки потока, трубок подачи топлива, установленных перед завихрителем и канала перемешивания, что обеспечивает получение однородной топливоздушной смеси на выходе из горелки. Направления крутки основного и пилотного завихрителей – противоположные.



1 – трубки подачи основного топлива, 2 – радиальный завихритель основной горелки, 3 – осевой завихритель пилотной горелки, 4- канал перемешивания основной горелки, 5 - жаровая труба; 6 - сопло.

Рисунок 2.11 - основные элементы модельной камеры сгорания

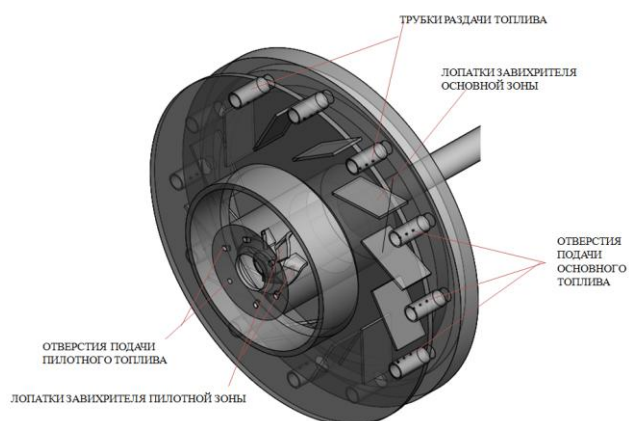
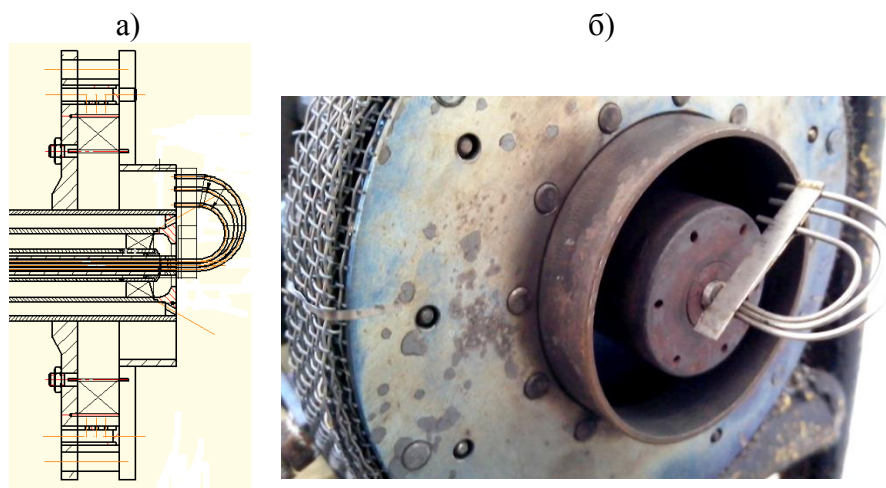


Рисунок 2.12 - пилотная и основная горелки.

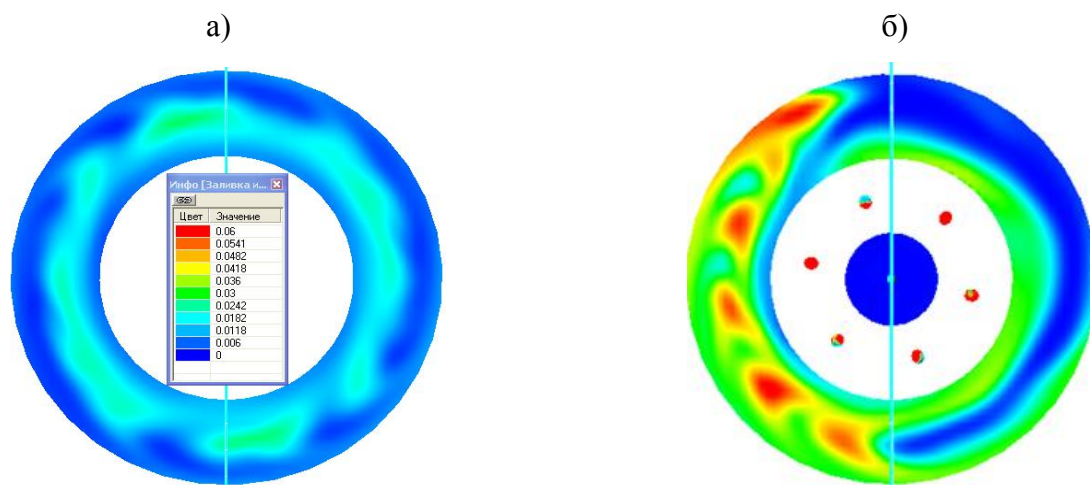
На рисунке 2.13 показаны схема установки зонда для измерения поля концентрации ТВС на выходе из ОГ и его общий вид. Вращающийся относительно оси КС зонд позволяет с заданным угловым шагом измерять концентрацию ТВС на трех радиусах на выходе из канала предварительного перемешивания.



a - схема установки; *б* – общий вид ГУ с установленным зондом

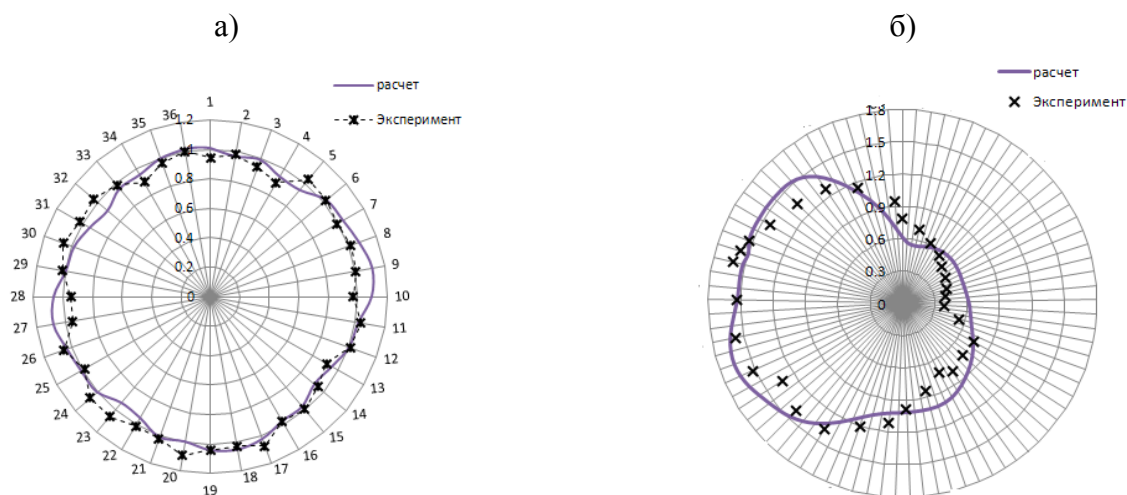
Рисунок 2.13 - зонд для замера поля концентрации ТВС

Была построена точная 3D модель данного ГУ и проведены расчеты перемешивания при входных параметрах (расходы, давления), соответствующих условиям испытаний. На рисунке 2.14 показаны расчетные поля концентрации топлива на выходе из канала предварительного перемешивания для двух случаев подачи топлива: равномерно по окружности и в одну полуокружность, т. е. только в шесть из двенадцати топливораздающих трубок основной горелки. На рисунке 2.15 показаны средние по радиусу концентрации метана для тех же случаев, измеренные вращающимся зондом (рисунок 2.13). При испытании зонд вращался с шагом десять градусов. На тех же графиках нанесены расчетные значения средней по радиусу концентрации с таким же шагом.



a - равномерная раздача топлива в ОГ; *б* -подача топлива в половину топливораздающих трубок ОГ

Рисунок 2.14 - расчетные поля концентрации метана на выходе из ГУ:



a - равномерная раздача топлива в ОГ; *б* -подача топлива в половину топливораздающих трубок ОГ

Рисунок 2.15 - расчетные концентрации метана на выходе из ГУ

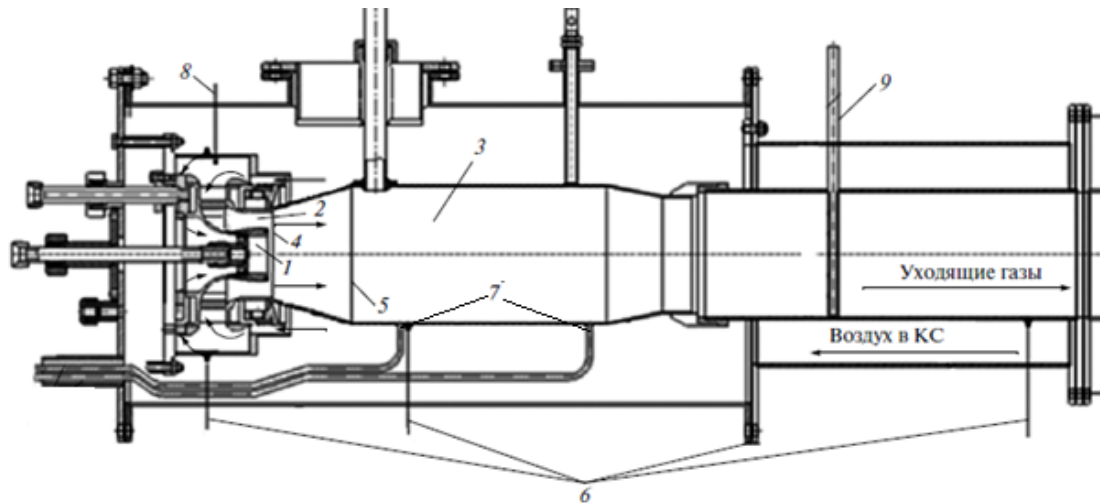
На расчетных полях концентрации (рисунок 2.14) как для равномерной так и для неравномерной по окружности подачи топлива, видны следы от лопаток завихрителя основной горелки в виде пятен с повышенной концентрацией топлива. В эксперименте, проведенном с шагом в 10^0 , эти следы практически не прослеживаются. На графиках (рисунок 2.15) экспериментальные и расчетные данные сняты с одинаковым шагом, т.е. в сопоставимых условиях, и дают хорошее качественное и количественное совпадение результатов.

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили хорошую сходимость получаемых расчетных значений концентрации топлива в ТВС. Проведение эксперимента занимает много времени и требует длительной подготовки. Расчетные исследования позволяют оперативно, и как подтверждено выше, достоверно получать результат по процессу

перемешивания ТВС в ГУ. Дальнейшим этапом работы является исследование влияние качества перемешивания ТВС на образование NO_x в МЭКС при горении.

Моделирование процесса горения является одним из самых сложных. Требуется подробная сетка в области протекания химической реакции. Невозможно задать весь химический процесс со всеми промежуточными реакциями, поскольку ресурсы, как временные, так и машинные, ограничены. Таким образом, существует большая степень свободы в выборе допущений и упрощений при описании процесса горения, выбирать которые необходимо исходя из поставленной задачи и точности ожидаемых результатов. Для успешного применения результатов расчетов необходима их проверка по экспериментальным данным, полученным на модельных КС. В данной работе представлено сопоставление результатов по получаемой в эксперименте эмиссии NO_x и расчетных данных по качеству перемешивания смеси. Построены зависимости между численными и экспериментальными данными, позволяющие прогнозировать выход эмиссии NO_x по результатам *CFD* расчетов процесса перемешивания ТВС без расчета процесса горения.

Расчеты проводились на отечественном программном комплексе *FlowVision* [67]. Эксперименты проводились на участке стенда ВТИ, схема которого с установленной в нем модельной КС представлена на рисунке 2.16.



1 - ПГ; 2 - ОГ; 3 - ЖТ; 4 - сечение 1-1; 5 - сечение 2-2; 6 - замеры статического давления; 7 - замеры пульсаций давления; 8 - замеры температуры входного воздуха; 9 - отбор проб уходящих газов

Рисунок 2.16 - схема экспериментального участка стенда с установленной в нем модельной КС

Конструкция модельной КС типична для современных камер сгорания, использующих принцип сжигания ПП ТВС, и состоит из:

- пилотной горелки (ПГ) (рисунок 2.1, б), работающей по принципу диффузионного горения;

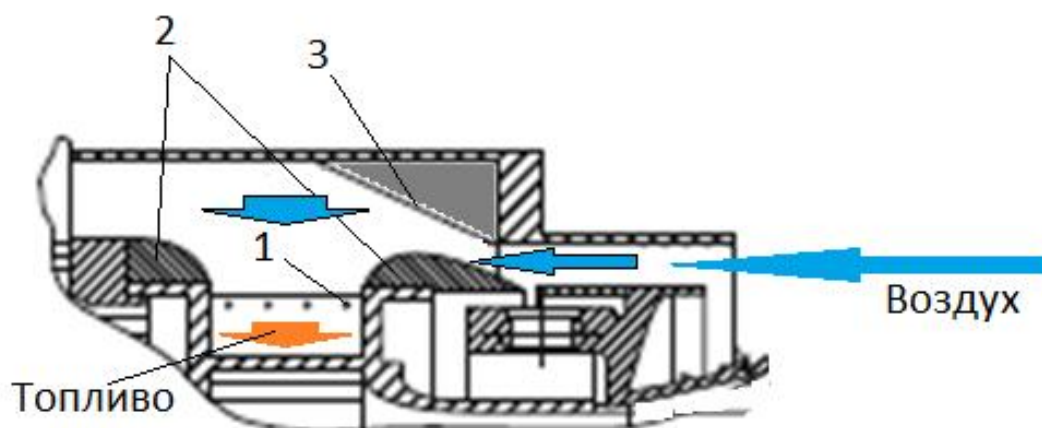
- основной горелки (ОГ) (рисунок 2.1,б), в которой происходит подготовка ТВС для последующего гомогенного сжигания ее в объеме жаровой трубы (ЖТ) КС;

- цилиндрической жаровой трубы с коническим диффузором на входе.

В модельной КС имеются два равнонаправленных завихрителя - осевой в ПГ, и радиальный в ОГ (рисунок 2.16). Охлаждение ЖТ – конвективное потоком поступающего на горение воздуха.

Расчеты и испытания модельной КС проведены при сжигании природного газа при атмосферном давлении, температуре воздуха на входе в КС $T_{вх} = 555^{\circ}\text{C}$ и коэффициенте избытка воздуха $\alpha \approx 2,45$.

Различные варианты перемешивания ТВС создавались изменением радиального распределения подачи топлива и воздуха на вход основной горелки (рисунок 2.17 и таблица 2.7): четыре отверстия подачи топлива в лопатки завихрителя ОГ (варианты 1, 3, 5) или три отверстия (варианты 2, 4, 6); лемнискатный вход в канал завихрителя ОГ (варианты 3, 4, 5, 6); конический диффузор на входе камеры ОГ (варианты 5, 6).

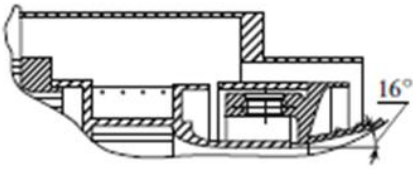

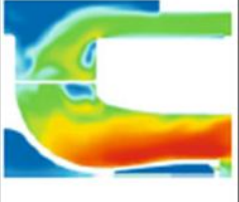
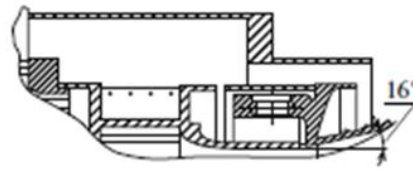
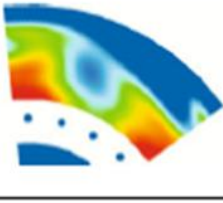
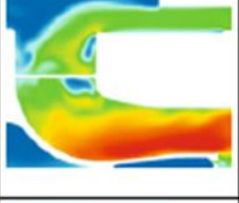
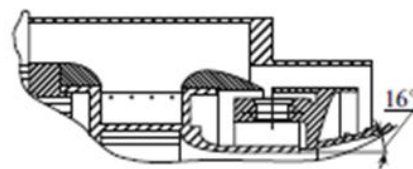
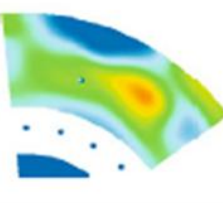
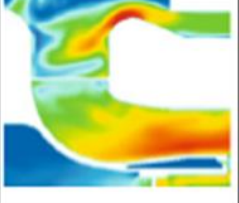
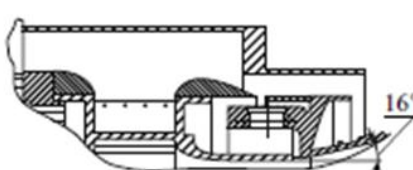
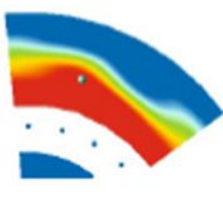
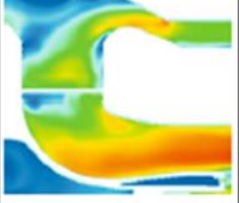
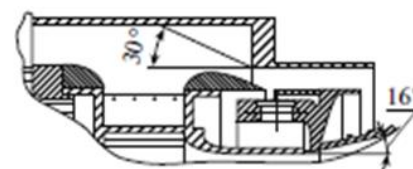
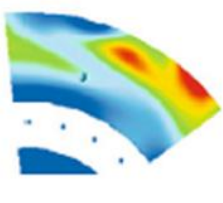
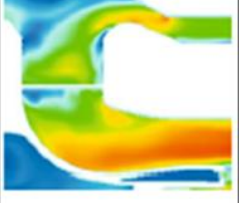
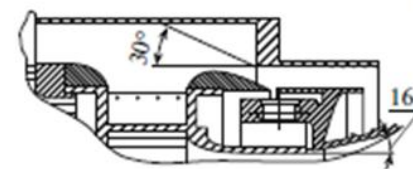
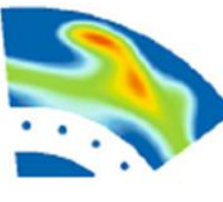
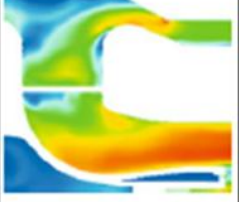


1 – открываемое/закрываемое топливное отверстие; 2 – наличие/отсутствие профилированного входа по лемнискате; 3 – наличие/отсутствие конического диффузора.

Рисунок 2.17 - схема ГУ с указанием варьлируемых параметрами по топливу и воздуху

Замеры эмиссий NO_x на выходе из жаровой трубы (ЖТ) проводились хемилюминесцентным методом, газоанализаторами Testo-350M и Infralight-11E.

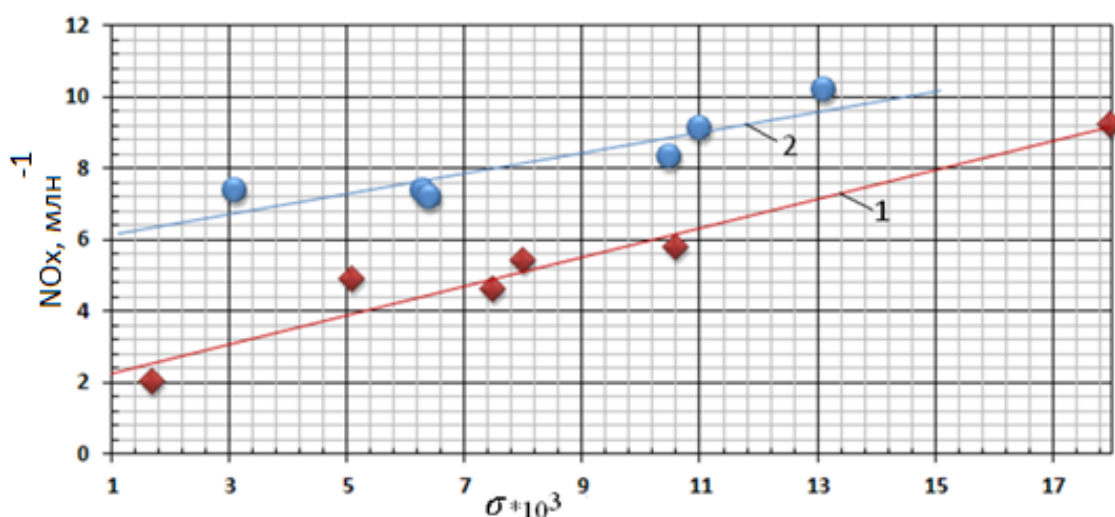
Таблица 2.7 Варианты горелочного устройства (ГУ) КС и результаты численного исследования.

№	Схема ГУ	Поле концентрации топлива на выходе из ОГ	$\sigma_{CH_4} * 10^3$	Поле скорости в продольном сечении ГУ	$\sigma_V * 10^3$
1			1.8		11.9
2			10.6		11.9
3			5.1		9.4
4			18.0		9.4
5			7.5		8.4
6			8.0		8.4

В таблице 2.7 представлены схемы ГУ (рисунок 2.17) и результаты численного исследования в виде поля концентрации и осредненного среднеквадратичного отклонения концентрации топлива σ_{CH_4} на выходе из зоны перемешивания ОГ (сечение 1-1 рисунок 2.16) в этом сечении, а также поля скорости в продольном сечении ГУ и неравномерности поля

скорости (σ_V - осредненного среднеквадратичного отклонения модуля скорости) в сечении 1-1 (рисунок 2.16). По параметрам σ_{CH_4} и σ_V оценивалось качество перемешивания ТВС на выходе из ЗПП и равномерность поля скорости в сечении на входе в завихритель ОГ. Исходное расположение отверстий подачи топлива в лопатки завихрителя было рассчитано исходя из исходной эпюры скорости на входе в завихритель ОГ (вариант 1 таблица 2.7). По качеству получаемой ТВС на выходе из ОГ этот вариант наилучший (минимальное значение σ_{CH_4}). Закрытие одного отверстия подачи топлива, приводит к радиальной неравномерности поля концентрации с обогащением к оси КС. Профилирование входа воздуха в завихритель по лемнискате (рисунок 2.17) изменяет эпюру скорости на входе в завихритель ОГ и расположение отверстий уже становится не оптимальным, что отражается на росте значения σ_{CH_4} . Аналогичная ситуация наблюдается и при установке конического диффузора. Профилирование по лемнискате и диффузор выравнивают поле скорости на входе в завихритель (что отражается на значении σ_V таблица 2.7), но при этом ухудшается поле концентрации на выходе из ОГ. Таким образом, изменение профиля скорости воздуха в месте подачи топлива является эффективным мероприятием для создания заданной неравномерности поля концентрации ТВС на выходе из зоны перемешивания, на ряду, с мероприятиями по изменению расположения отверстий подачи топлива или их диаметра.

Для всех исследованных вариантов замерены эмиссии NO_x на выходе из КС. На рисунке 2.18 представлены зависимости эмиссии NO_x от $\sigma_{CH_4}/\bar{f}_{CH_4}$ при подаче топлива в пилотную горелку $PFR=5\%$ и работе только основной горелки $PFR=0\%$.



1 - $PFR=0\%$ и 2 - $PFR=5\%$.

Рисунок 2.18 - зависимости концентрации NO_x от неравномерности концентрации ТВС в сечении 1-1

В результате численных исследований определен параметр σ_{CH_4} , который позволяет сопоставлять варианты ГУ и КС по эффективности снижения эмиссии NO_x уже на этапе газодинамического расчета КС, без проведения расчетов процесса горения.

Создание определенной эпюры концентрации на входе в зону горения необходимо не только при работе КС на высоких режимах работы ГТУ, когда практически все топливо подается в ОГ, для снижения выбросов NO_x , но и на низких режимах работы КС, когда все топливо подается в ПГ. В этом случае преобладающим фактором являются не эмиссии оксидов азота, а эпюра поля скорости на выходе из газосборника (ГЗ) КС. Проблема с большим превышением неравномерности поля температуры на выходе из ГЗ при работе КС на ПГ, была решена для КС ГТЭ-110, трехмерная модель которой, установленная в корпусе и продольный разрез которой представлены на рисунке 2.19 и 2.20, соответственно.

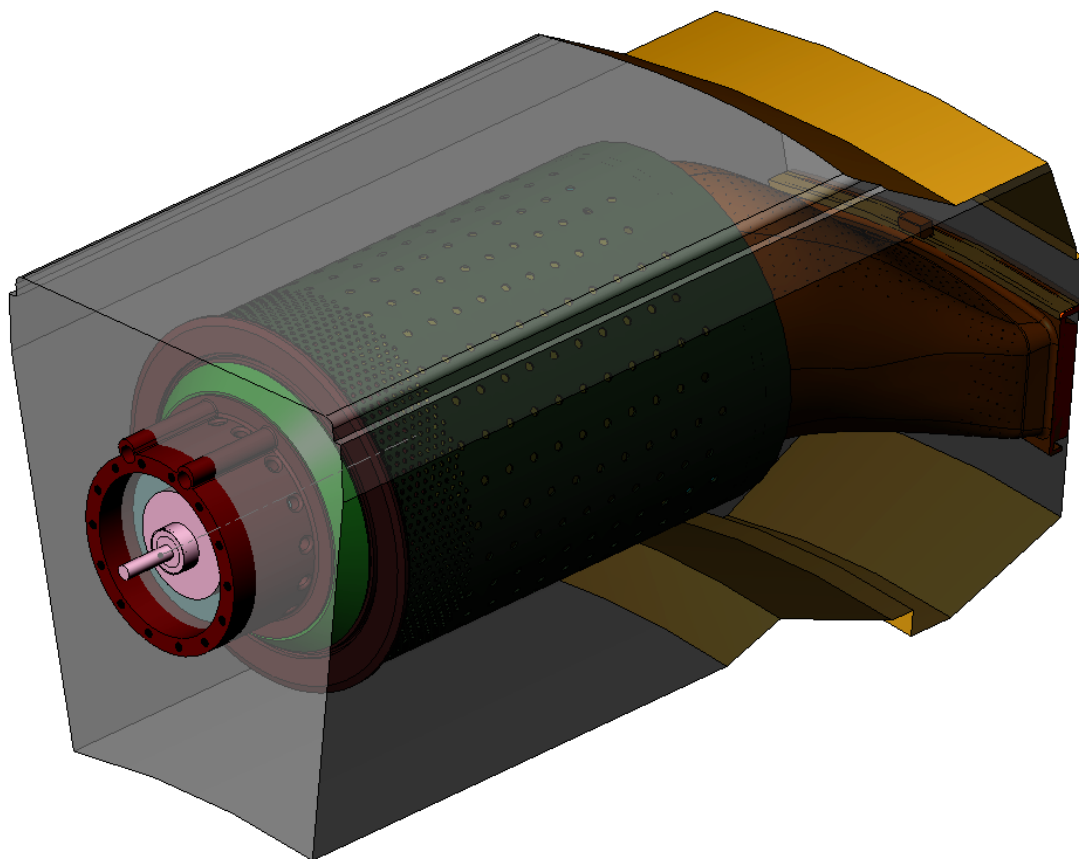
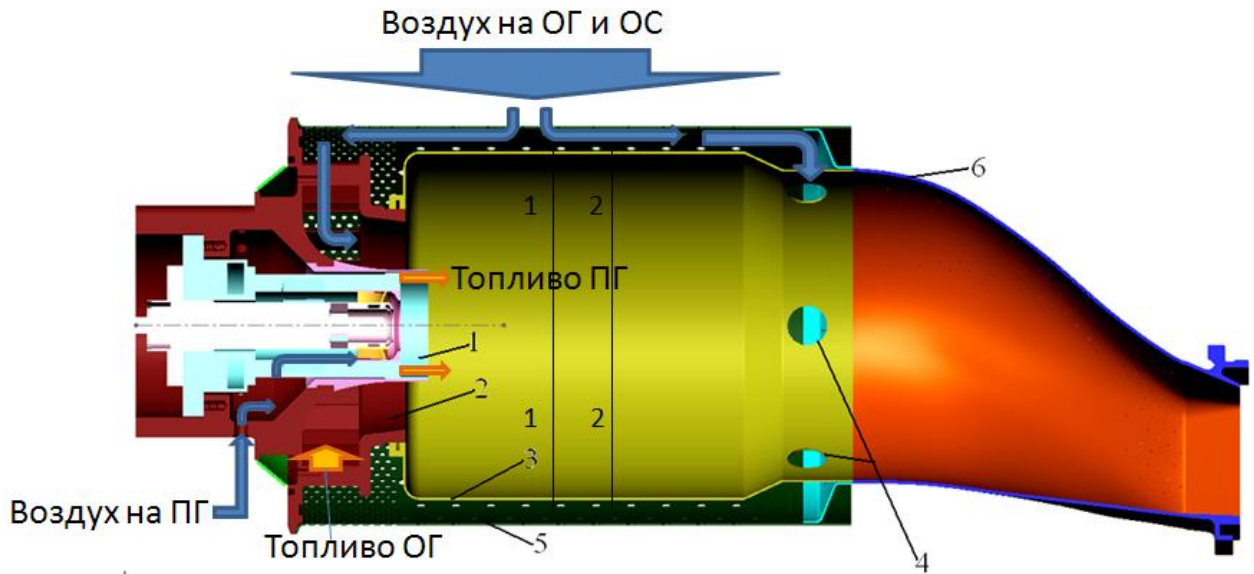


Рисунок 2.19 - трехмерная модель КС ГТЭ – 110 в корпусе



1 - ПГ; 2 - ОГ; 3 - ЖТ; 4 – отверстия смешения, 5 - распределительный кожух охлаждения; 6 – газосборник (ОС – отверстия смесителя)

Рисунок 2.20 - Продольный разрез трехмерной модели КС ГТЭ - 110

Из рисунка 2.20 видно, что топливо ПГ в объем жаровой трубы поступает параллельно оси КС. Испытания на стенде показали превышение допустимой температуры по центру выходного сечения ГЗ. Путем изменения угла подачи топлива в ЖТ КС поле на выходе из ГЗ было улучшено.

На рисунке 2.21 приведены схемы подачи пилотного топлива:

ПГ1 – исходный вариант, подача топлива параллельно оси КС;

ПГ2 – угол подачи топлива 20° к оси КС.

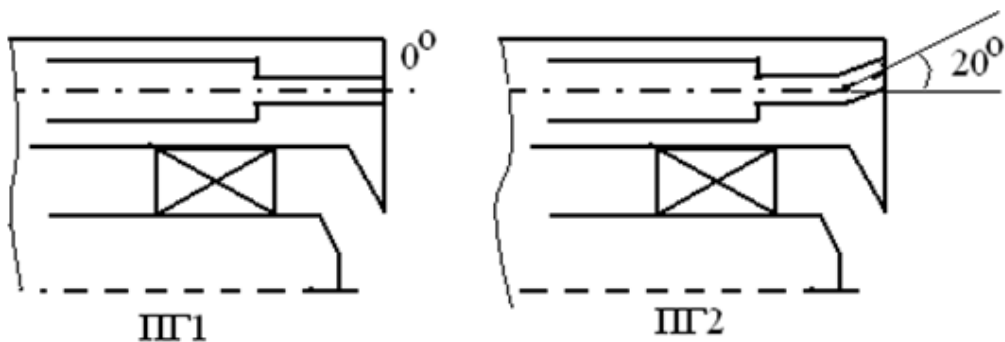
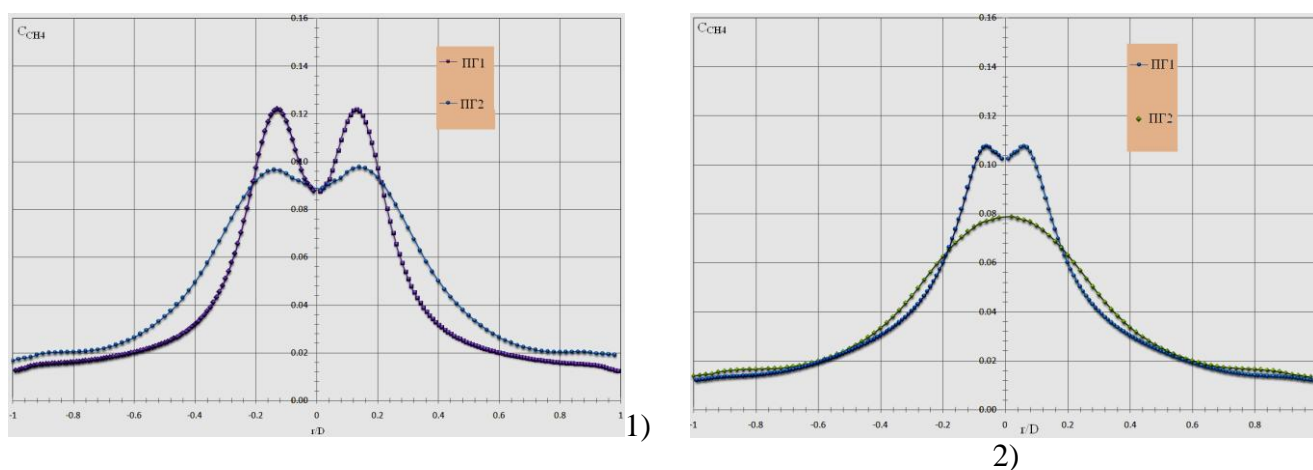


Рисунок 2.21 - схемы подачи пилотного топлива

Для сокращения времени расчета был рассмотрен сегмент (1/6 часть) камеры сгорания. Такое упрощение правомерно, поскольку ГУ и ЖТ симметричны относительно оси КС, а область формирования поля концентрации сосредоточена в объеме жаровой трубы. Газосборник представлен в расчете в виде конуса, имеющего те же проходные сечения по оси и

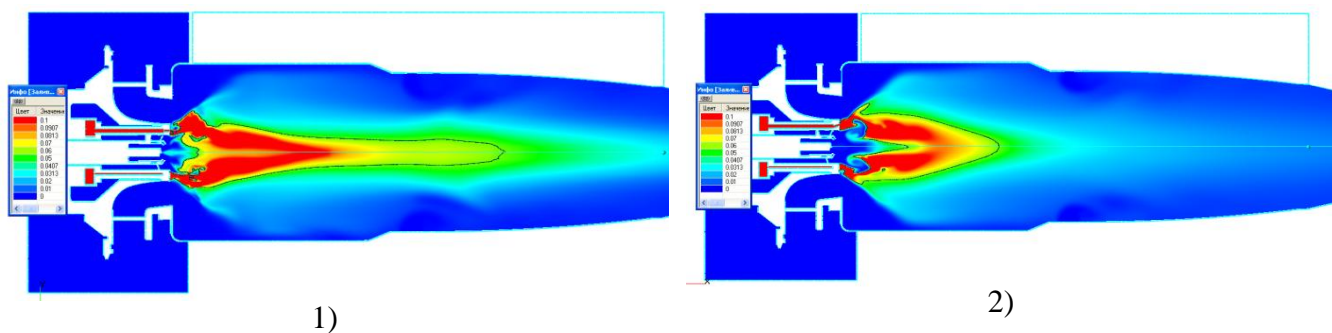
тот же рабочий объем. Это позволило создать полностью симметричную расчетную модель и провести исследования ее сегмента.

Для анализа эпюры концентрации были выбраны сечения 1-1 ($x/D=0.472$, x -текущая координата по длине ЖТ, D - диаметр ЖТ) и 2-2 ($x/D=0.56$) (рисунок 2.20), которые находятся до отверстий ввода вторичного воздуха и исключают их влияние на процесс формирования поля концентрации в объеме ЖТ. На рисунке 2.22 показаны зависимости концентрации метана по радиусу в двух сечения для исходного и оптимизированного вариантов.



1- сечение 1-1; 2 - сечение 2-2

Рисунок 2.22 - изменение концентрации топлива по радиусу ЖТ



1 - ПГ1; 2 - ПГ- 2

Рисунок 2.23 - поле концентрации метана в продольном сечении МЭКС

Изменение угла наклона подачи пилотного топлива с 0° до 20° к оси МЭКС привело к улучшению перемешивания топлива и воздуха в объеме ЖТ на 17 %, что хорошо видно по изменениям концентрации метана в двух поперечных сечениях ЖТ (рисунок 2.23). Видно, что при подаче топлива вдоль оси МЭКС, топливные струи имеют большую пробивную способность и хуже размываются потоком воздуха (рисунок 2.23). Как следствие, образуется длинный факел вдоль оси КС, приводящий к высокой локальной температуре по центру

выходного сечения. Незначительное конструктивное изменение ПГ позволили снизить максимальную локальную температуру на 160°C (Глава 6 рисунок 6.7).

Выводы по главе:

Предложена методика оптимизации ГУ, для чего:

- исследованы и оптимизированы завихрители для создания развитой зоны стабилизации в объеме ЖТ (таблица 2.1);

- установлено влияние конструктивных факторов:

- ✓ оптимизации зоны перемешивания для создания заданной эпюры концентрации на выходе из ОГ;
- ✓ расположения топливораздающих трубок относительно завихрителя ОГ (от $0,5\bar{L}$ до 0, рисунок 2.4);
- ✓ расположения отверстий для подачи топлива по высоте канала перемешивания в соответствии с эпюрой осевой скорости воздуха в месте ввода топлива (возможно влиять на эпюру концентрации путем изменения поля скорости в месте подачи топлива);
- ✓ направления подачи топлива относительно набегающего потока воздуха (против потока);
- ✓ длины зоны перемешивания ($1 - 2n$) и пережима на выходе из горелки (улучшение качества ТВС до 50 %) на качество перемешивания природного газа и воздуха и определены пути.

Полученные в главе результаты эффективно использованы при разработке камер сгорания. Определен параметр неравномерности перемешивания топлива с воздухом σ_{CH_4} и исследованы мероприятия, позволяющие снизить его значения. Получена линейная зависимость между σ_{CH_4} и эмиссией NO_x и определено влияние на нее расхода топлива через пилотную горелку. Использование зависимости $\sigma_{\text{CH}_4}(\text{NO}_x)$ позволяет проводить сопоставительные расчеты вариантов по эмиссии NO_x без проведения расчетов горения.

Решена задача выравнивания поля температуры продуктов сгорания на выходе из КС путем незначительных конструктивных изменений ПГ и эпюры концентрации топлива на выходе из ГУ.

ГЛАВА 3 Использование *URANS* - моделирования для исследования гидродинамической неустойчивости в объеме КС

В главе 1 был сделан подробный обзор возможностей моделирования турбулентного течения при помощи: осредненных уравнений Навье-Стокса по Рейнольдсу или Фавору - стационарных (*SRANS* - *Steady Reynolds-averaged Navier-Stokes*) и нестационарных (*URANS* - *Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes*) и моделирования крупномасштабных вихрей (*LES* - *Large Eddy Simulation*). Там же описана разница в исходных уравнениях и результатах вычислений.

В этой главе рассматривается одна из главных проблем вычислительной газодинамики – сходимость по времени и размеру ячеек расчетной сетки. Обычно сходимость и адекватность расчета проверяется сравнением результатов, полученных с разным шагом по времени и разными размерами сетки, а также различными программными пакетами. Ниже приведены результаты сравнения результатов, полученных программными комплексами *Flow Vision* и *ANSYS CFX* с различными шагами по времени.

Изложенный в главах 2 и 3 материал по расчетным исследованиям был получен с использованием *URANS* модели турбулентного течения, с шагом по времени не превышающим 1/10 пролетного времени частицы в КС, которое рассчитывается как отношение средней длины пути, пройденного частицей от входа в расчетную область задачи до выхода из нее к средней скорости движения этой частицы внутри расчетной области. В зависимости от параметров рассчитываемой КС пролетное время составляет ~0.001-0.005 сек. Разницу в результатах расчетов, полученных с использованием моделей *SRANS* и *URANS* можно увидеть из рисунка 1.13 (Глава 1). Результатами модели *SRANS* являются поля параметров, осредненных на бесконечном интервале времени, в отличие от *URANS*, где поля параметров усреднены по конечному интервалу.

Процессы, протекающие в КС носят нестационарный характер и для анализа их работы и оптимизации конструкции необходимо рассчитывать нестационарные процессы и анализировать получаемые данные. На мировом рынке программный комплекс *ANSYS CFX* хорошо зарекомендовал себя в расчетах турбулентных течений. Ниже представлены сравнительные результаты расчета течения в модельной КС (рисунок 2.11 и 2.12 глава 2) на программном комплексе *ANSYS CFX* с использованием *SRANS* и *LES* моделей.

В качестве базовой для упрощенной оценки можно использовать аналитический расчет частоты отрыва для дорожки регулярных вихрей Кармана через критерий Струхаля *Sh*. Зависимость числа Струхаля от числа Рейнольдса для определенного диапазона *Re* приведена

на рисунке 3.1. Для широкого диапазона чисел Re число Sh вычисляется по следующей зависимости:

$$Sh = \frac{f \cdot d}{V} = 0.198 \left(1 - \frac{19.7}{Re}\right) \quad (3.1)$$

где f – частота, d – характерный размер, V – скорость невозмущенного потока.

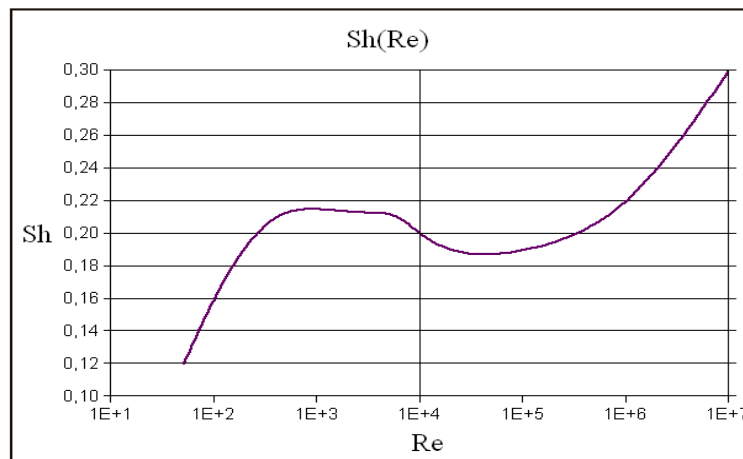


Рисунок 3.1 - зависимость числа Струхалюта от числа Рейнольдса

На рисунке 3.2 показана схема обтекания ПГ с указанием характерного размера тела, с которого происходит срыв. На частоту отрыва вихря влияет осевая скорость. Значения осевых скоростей на выходе из основной и пилотной горелок равны.

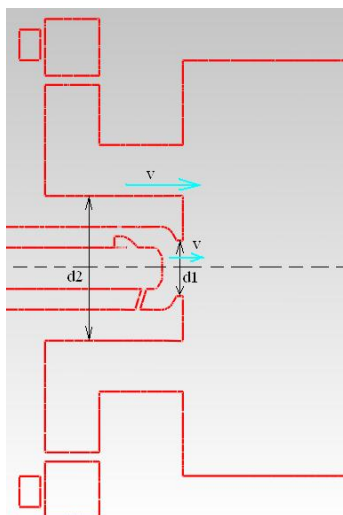


Рисунок 3.2 - схема обтекания воздухом ПГ

Для характерного размера $d = (d_2 - d_1) / 2 = 10,8$ мм и скорости невозмущенного потока $v = 71$ м/с, ($Re \sim 8000$, $Sh \sim 0.19$) эта оценка дает $f = 1250$ Гц, что, как будет показано ниже, совпадает с результатами численного моделирования. Расчет проведен для течения (без горения) воздуха, поступающего при давлении 150000 Па и температуре 400°C на входы основной и пилотной зон с расходами 0,131 кг/с и 0,01 кг/с соответственно.

Расчет модельной КС проведен на программном комплексе *ANSYS CFX* с использованием *SRANS* и *LES* моделей при тех же входных условиях, что и для аналитического

расчета (см. выше). Шаг по времени 0,00002 сек. Такой шаг позволяет разрешить расчетом частоту до 5000 Гц. Размер ячейки в области исследования составляет 0,4 мм, т. е. разрешающая способность вихревых структур *LES* модели в этой зоне больше 0,4 мм.

Процесс вихреобразования анализируется в области вблизи ГУ на уровне торца ПГ, который играет роль тела, плохо обтекаемого потоками воздуха, выходящими из завихрителя ПГ и из ЗПП.

На рисунке 3.3 показано продольное сечение расчетной области КС и точка, в которой рассматривается зависимость давления от времени (расстояние от ГУ составляет 5 мм, радиус 17 мм). В таблице 3.1 приведены результаты расчетов, полученные с использованием математических моделей *SRANS* и *LES*.

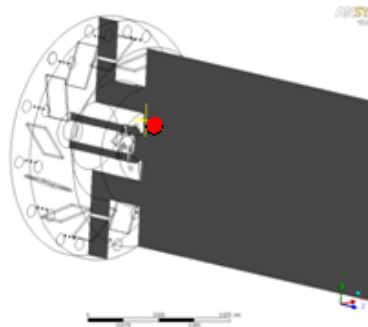


Рисунок 3.3 - сечение расчетной области КС. Красным показана точка исследования

Таблица 3.1 Результаты расчетов с использованием моделей *SRANS* и *LES*

Модель	Поле скорости	Поле давления	График изменения давления в точке
<i>RANS</i> модель ($k-\epsilon$ - модель турбулен- тности)			
<i>LES</i>			

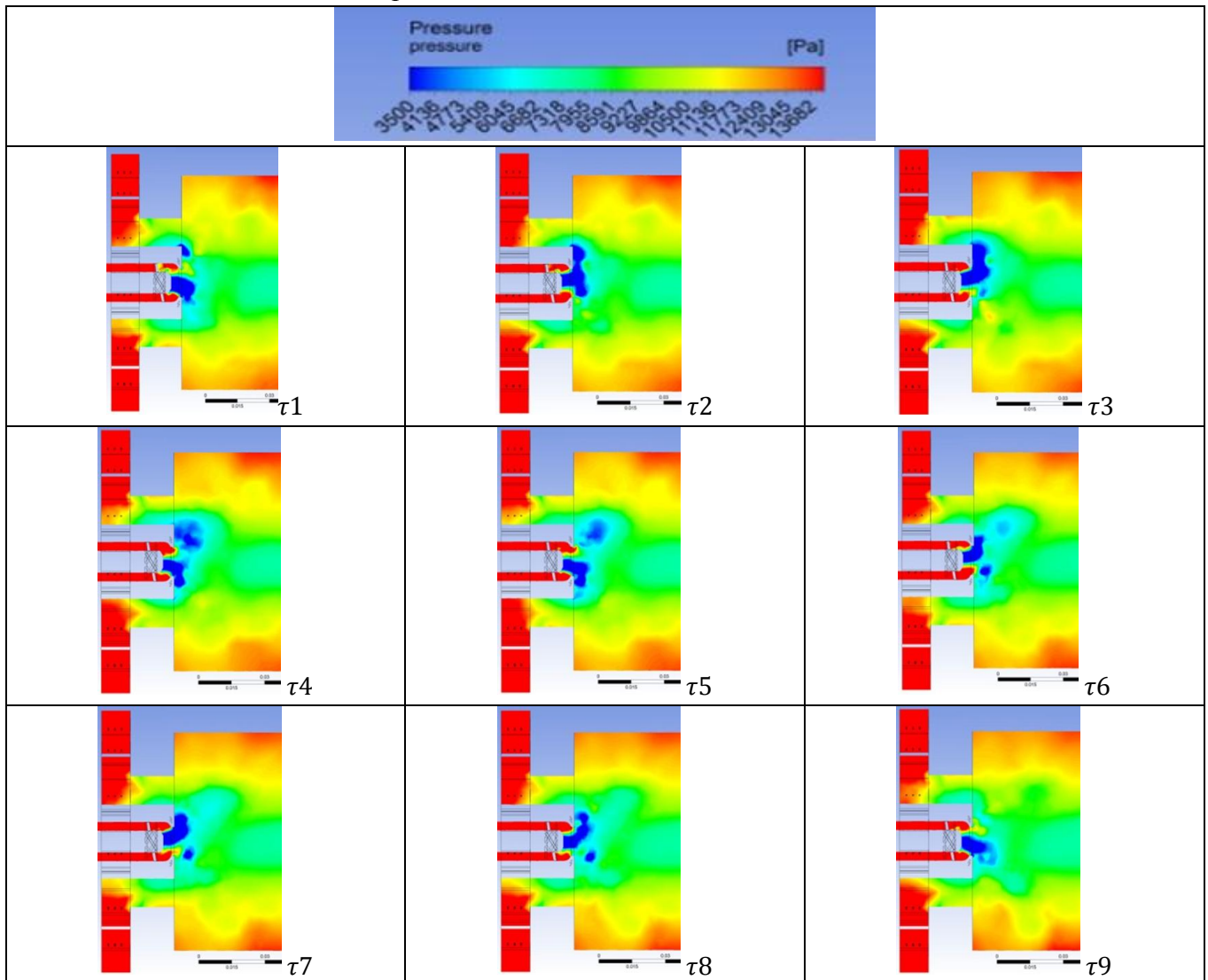
▪ Расчет в *ANSYS CFX* при помощи *SRANS* модели турбулентности ($k-\epsilon$ -модель турбулентности) с шагом по времени 0,00002 сек показывает сглаженную, усредненную по

времени картину поведения параметров в объеме камеры сгорания. Пульсаций давления в исследуемой точке не наблюдается – решение сходится к постоянному значению давления в точке. Зона рециркуляции не имеет разрыва по центру.

- Использование модели *LES* позволило разрешить крупномасштабную (не меньшую чем масштаб расчетной сетки) турбулентность.

В таблице 3.2 показаны поля давления в продольном сечении в различные моменты времени ($\tau_1 - \tau_9$). Темно-синим цветом обозначена область низкого давления. Видно, как область низкого давления, образуемая внутри ПГ, вращается (аналогично рисунок 1.5 глава1) вокруг оси КС. Вихревые структуры формируются на внутренней и наружной краях выступа ПГ, периодически возникают, растут, отрываются, движутся и затухают.

Таблица 3.2 Поле давления в продольном сечении КС с шагом 0,00002 сек.



На рисунке 3.4 показан амплитудно-частотный спектр колебаний давления в исследуемой точке $P(t)$. Временной интервал, в котором велась запись значений давления по

времени соответствует 2048 итерациям ($T=2048*0,00002=0,041$ сек.) На графике по оси X отложена частота колебаний, а по оси Y - амплитуда давления, соответствующая этой частоте.

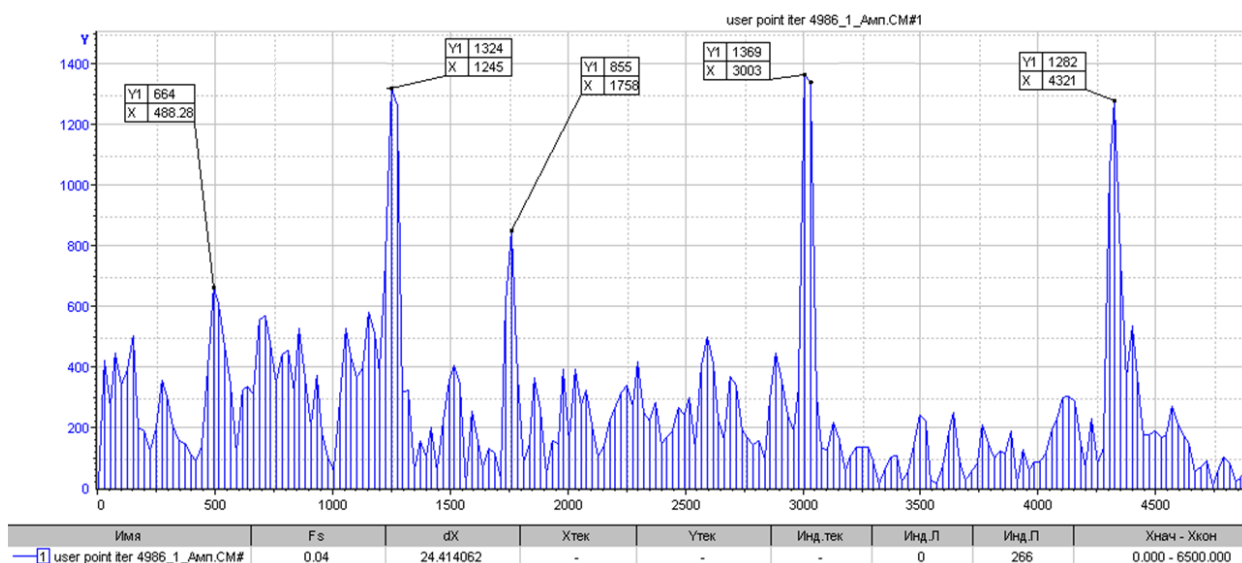


Рисунок 3.4 - частотный спектр амплитуды колебаний давления $P(t)$ в исследуемой точке

Для проверки сходимости решения по времени был проведен расчет с увеличенным до 4988 количеством итераций, интервал по времени составил 0,1 сек. Результат расчета в виде амплитудно-частотного спектра показан на рисунке 3.5. На графике Y1 (синий пунктир) и Y2 (зеленая линия) - амплитуды пульсаций давления для интервалов времени 0,1 сек и 0.041 сек., соответственно.

Из рисунка 3.5 видно, что увеличение количества обрабатываемых точек привело к уточнению абсолютного значения амплитуды, однако доминирующие частоты сохраняются, т. е. сходимость по времени достаточна для расчета основных частот.

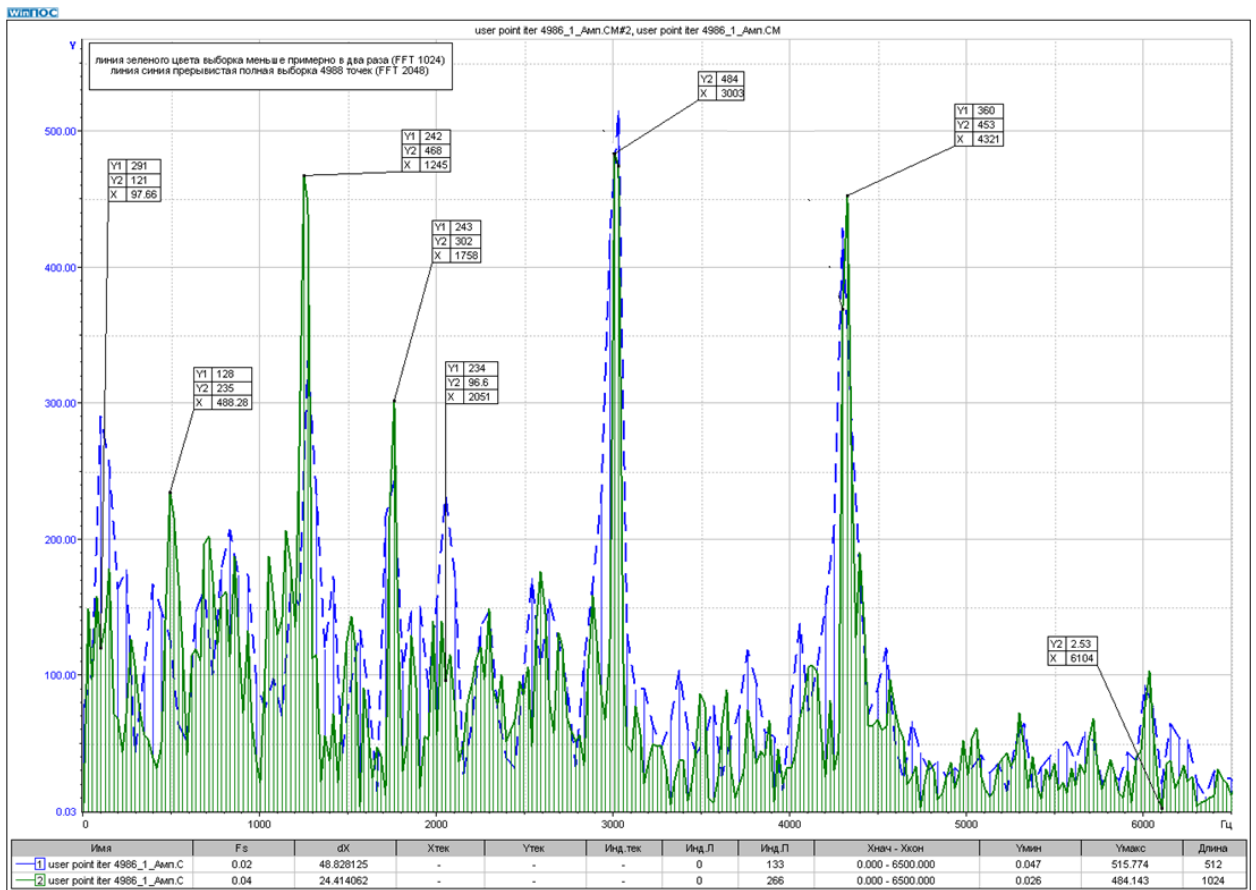
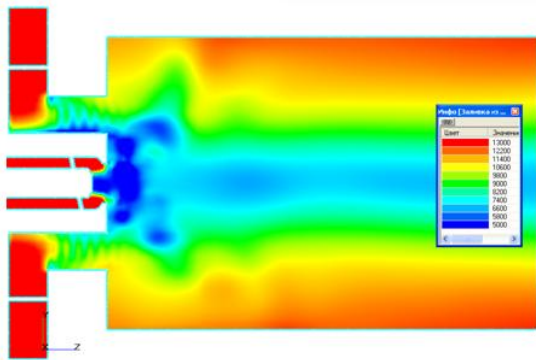


Рисунок 3.5 - частотные спектры $P(t)$ амплитуды колебаний давления в исследуемой точке при разном количестве обрабатываемых точек (зеленый график соответствует 2048 точкам, синий 4988 точкам)

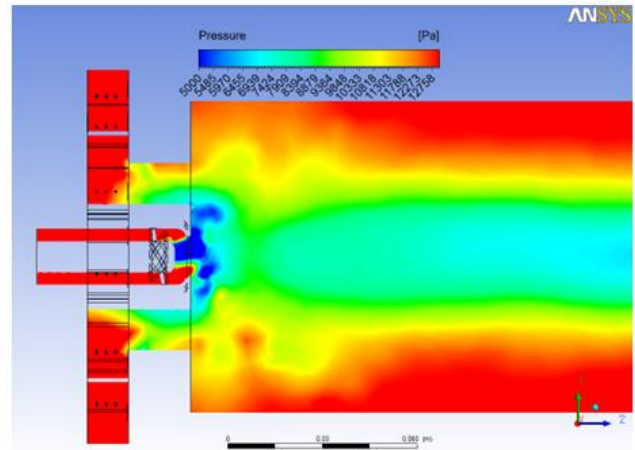
Ниже приведен расчет того же режима работы модельной КС при помощи *URANS* с $k-\varepsilon$ моделью турбулентности на программном комплексе *FlowVision* с размером расчетной сетки в исследуемой области 0,4 мм.

В модельной КС геометрический размер самой мелкой части ПГ составляет 7 мм. Крупномасштабные вихревые структуры, которые возможно определить *URANS* методом, будут иметь минимальные размеры, близкие к характерному размеру обтекаемых тел и не зависят от размера сетки (более мелкая сетка не приведет к разрешению более мелких вихревых структур, как это было в *LES*-модели).

На рисунке 3.6 показаны поля давления в продольном сечении КС, полученные с использованием *URANS* (рисунок 3.6а) и *LES* (рисунок 3.6б) моделей на программных комплексах *FlowVision* и *ANSYS CFX* соответственно.



а)



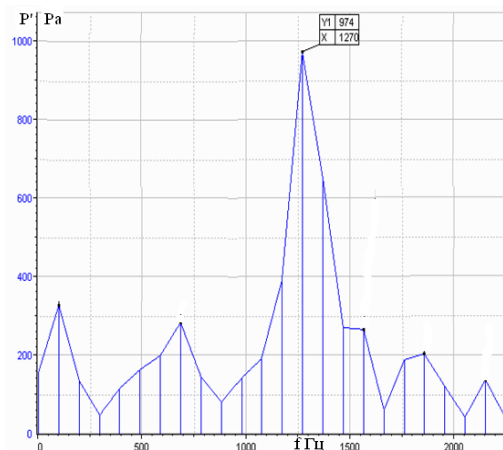
б)

а - URANS κ - ε моделей турбулентности (FV); б - LES модель (ANSYS CFX)

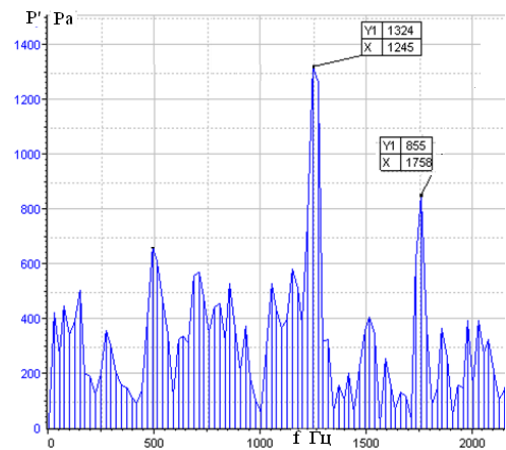
Рисунок 3.6 - поле избыточного давления в продольном сечении модельной КС

Из рисунков видно, что конфигурации полей в целом и картины течения в области отрыва вихрей близки.

На рисунке 3.5 приведены амплитудно-частотные спектры давления в характерной точке модельной КС вблизи торца пилотной горелки (см. рисунок 3.3), полученные с использованием URANS (рисунок 3.7а) и LES (рисунок 3.7б) моделей на программных комплексах *FlowVision* и *ANSYS CFX* соответственно.



а)



б)

а - URANS κ - ε моделей турбулентности (FV); б - LES модель (ANSYS CFX)

Рисунок 3.7 - амплитудно-частотный спектр давления в исследуемой точке

Обоими программными комплексами с использованием двух разных моделей математической реализации турбулентного течения были получены близкие значения доминирующей частоты 1245 - 1270 Гц, соответствующие крупномасштабной турбулентности.

Более высокие частоты мелкомасштабной турбулентности, определяемые *LES* моделью, не определяются моделью *URANS*.

Разница в количестве точек в АЧХ на рисунке 3.7 *a* и *b* объясняется меньшим интервалом времени для анализа данных для случая *a*, чем для случая *b*, поскольку проводилось лишь качественное сравнение результатов по *URANS* с *LES*, в котором модель *LES* принята за эталон.

Расчеты, проведенные на двух программных продуктах, показали, что при расчете процесса течения без горения с малым разрешением по сетке и по времени программные продукты *ANSYS* (с *LES* моделью турбулентности) и *FV* (*URANS* простая k - ϵ модель) рассчитывают неустойчивый процесс течения вблизи пилотной горелки с частотой ~ 1245 - 1270 Гц. При визуализации полей давления и скорости наблюдается образование и отрыв вихревых структур с центрального тела пилотной горелки. Аналитическая оценка частоты вихреобразования по критерию Струхаля дает 1250 Гц.

Ниже приведены результаты расчета течения воздуха (без горения) в КС и образования вихревых структур на торце ПГ, полученные с использованием *FV URANS* простой k - ϵ модели, поскольку эта модель дает хорошие качественные результаты, при этом время и компьютерные ресурсы, затрачиваемые на расчет на порядок меньше, чем при использовании *LES* - модели.

На рисунке 3.8 показаны поле векторов скорости в продольном сечении КС и расположение плоскостей для анализа закрученных в противоположных направлениях потоков ПГ и ОГ.

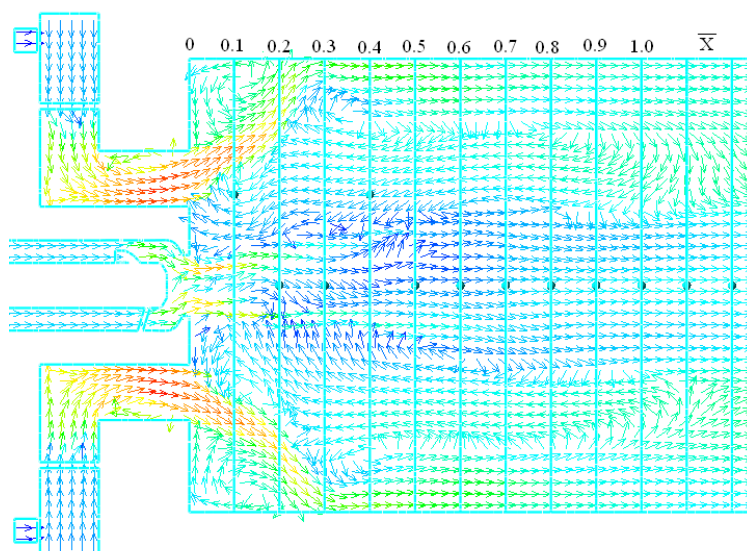


Рисунок 3.8 - поле векторов скорости в продольном сечении КС и поперечные плоскости для анализа закрученного потока

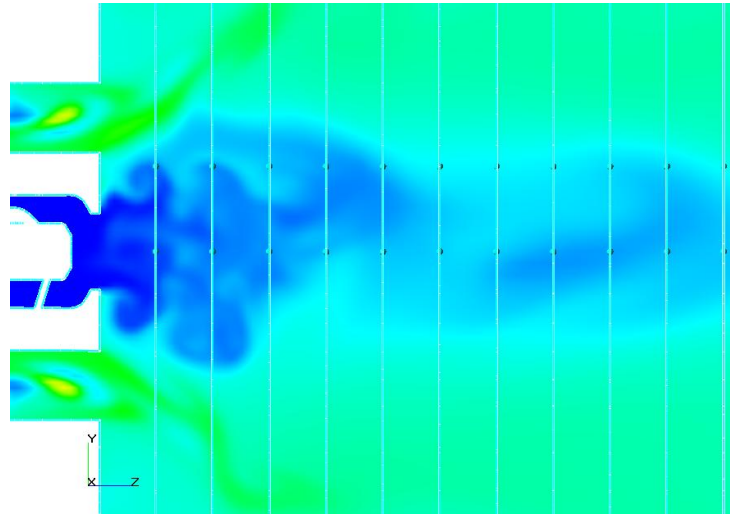


Рисунок 3.9 - поле концентрации в продольном сечении КС вблизи ПГ

На рисунке 3.9 показано поле концентрации в продольном сечении вблизи ПГ. По полю концентрации хорошо видно, как воздух пилотной горелки поступает в ЖТ, где смесь уже предварительно перемешана. Виден срыв вихрей с ПГ.

Для проведения более детального анализа гидродинамики течения внутри объема ЖТ расположим исследуемые точки по четырем радиальным направлениям ($\bar{r} = \frac{r}{D} = 0; 0.15; 0.3; 0.48$) вдоль КС при $\bar{X} = var$ (см. рисунок 3.10).

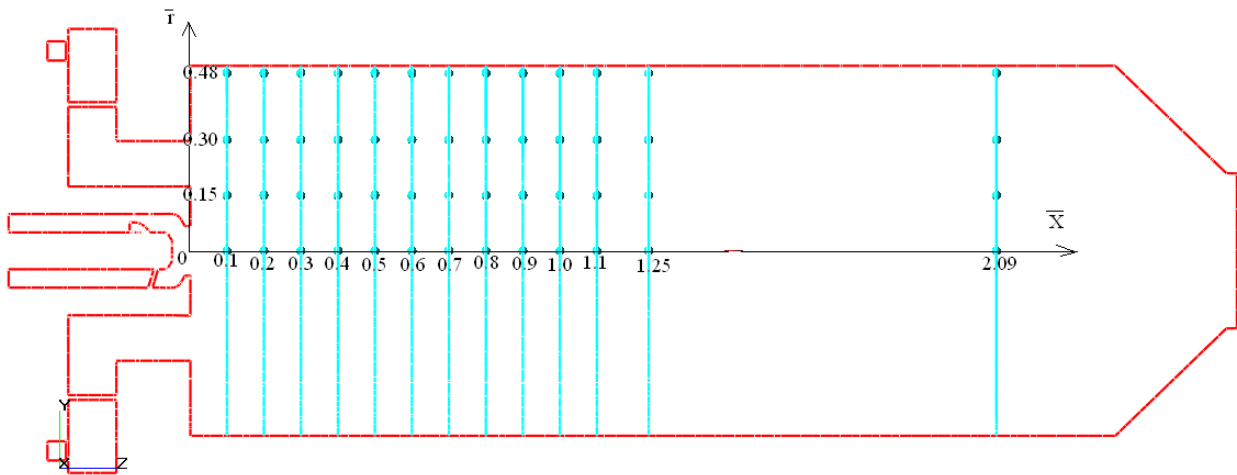


Рисунок 3.10 - расположение точек исследования в объеме ЖТ

На рисунках 3.11 - 3.13 показаны значения амплитуд по длине КС на разных радиусах ЖТ для трех доминирующих частот $f = 340$ Гц; 1172 Гц и 1758 Гц, соответственно.

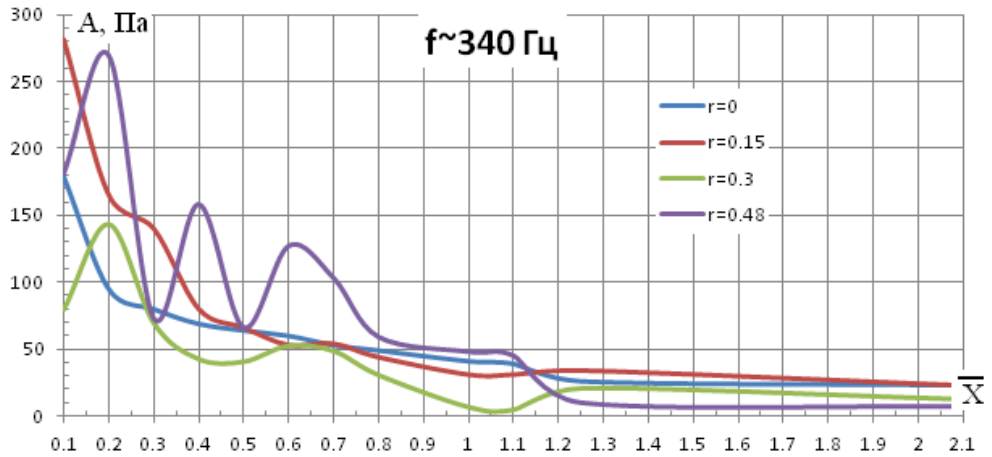


Рисунок 3.11 - зависимость амплитуды по длине КС на четырех радиусах для $f = 340$ Гц

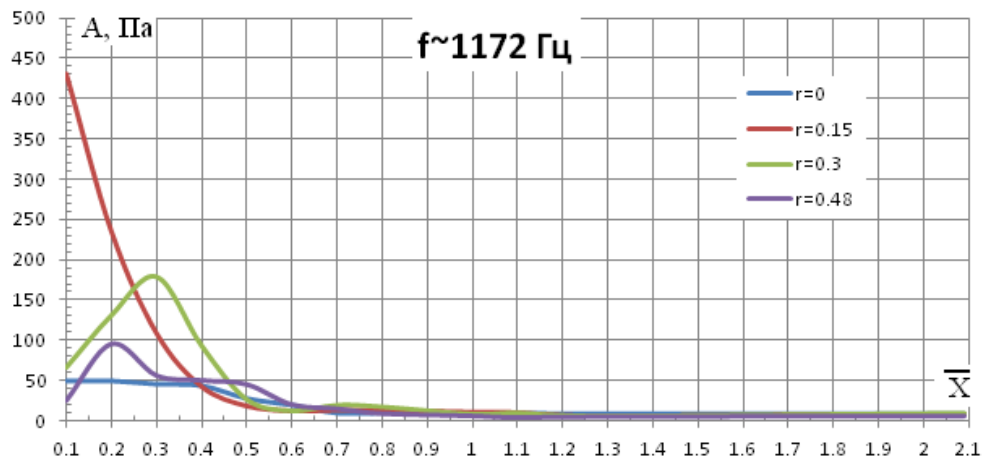


Рисунок 3.12 - зависимость амплитуды по длине КС на четырех радиусах для $f = 1172$ Гц

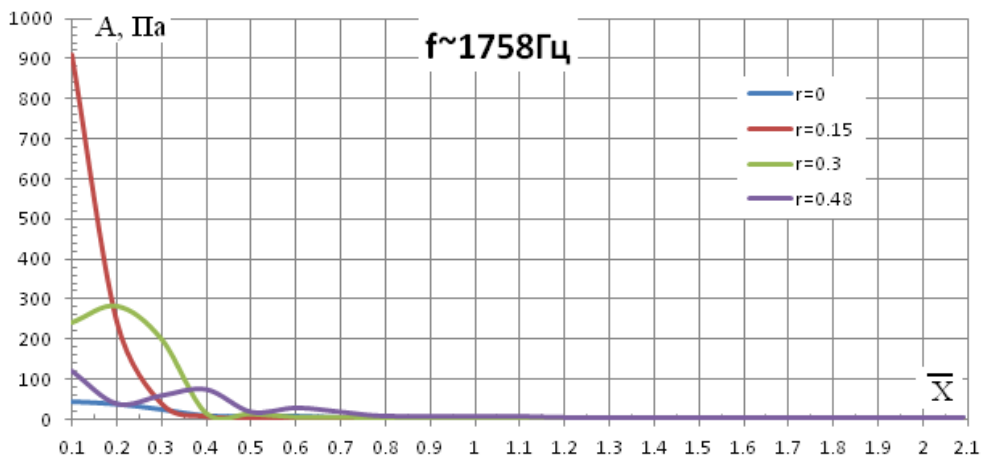
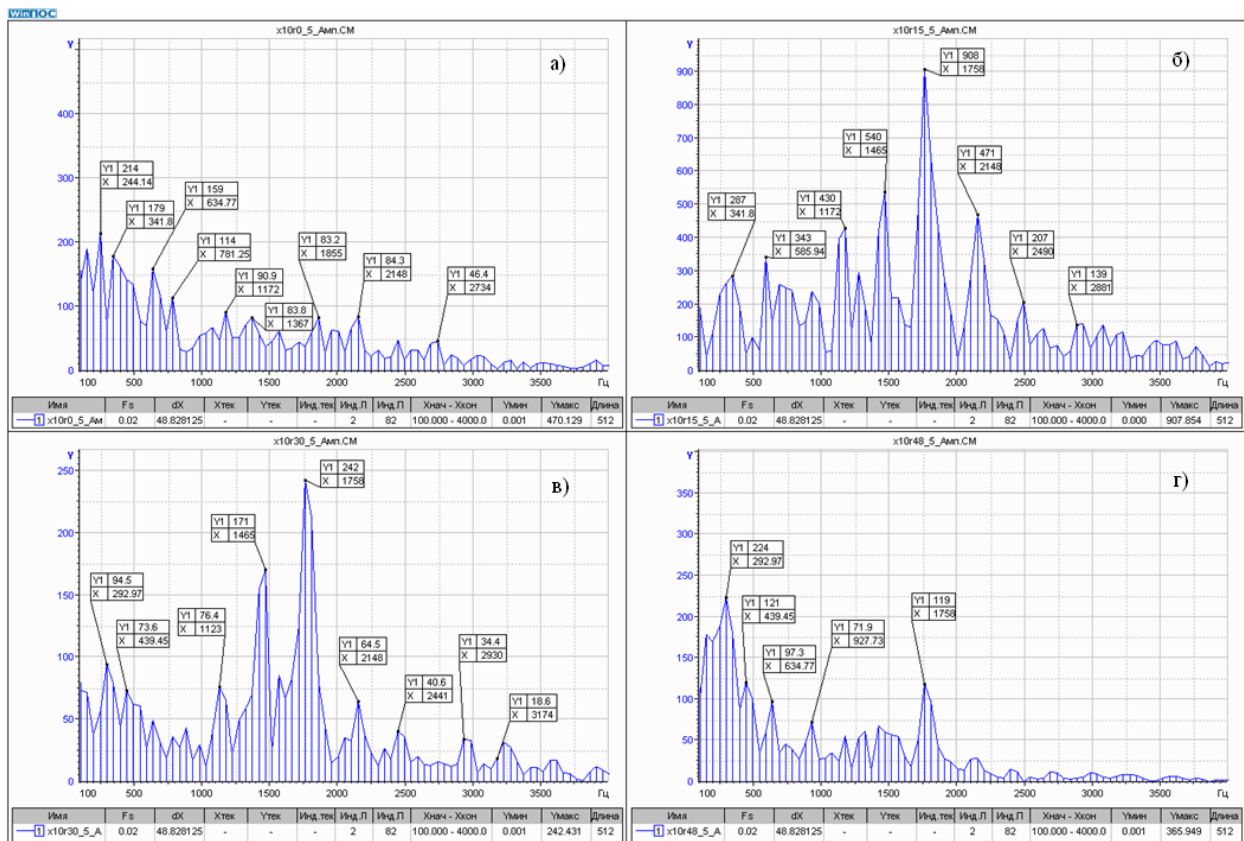


Рисунок 3.13 - зависимость амплитуды по длине КС на четырех радиусах для $f = 1758$ Гц

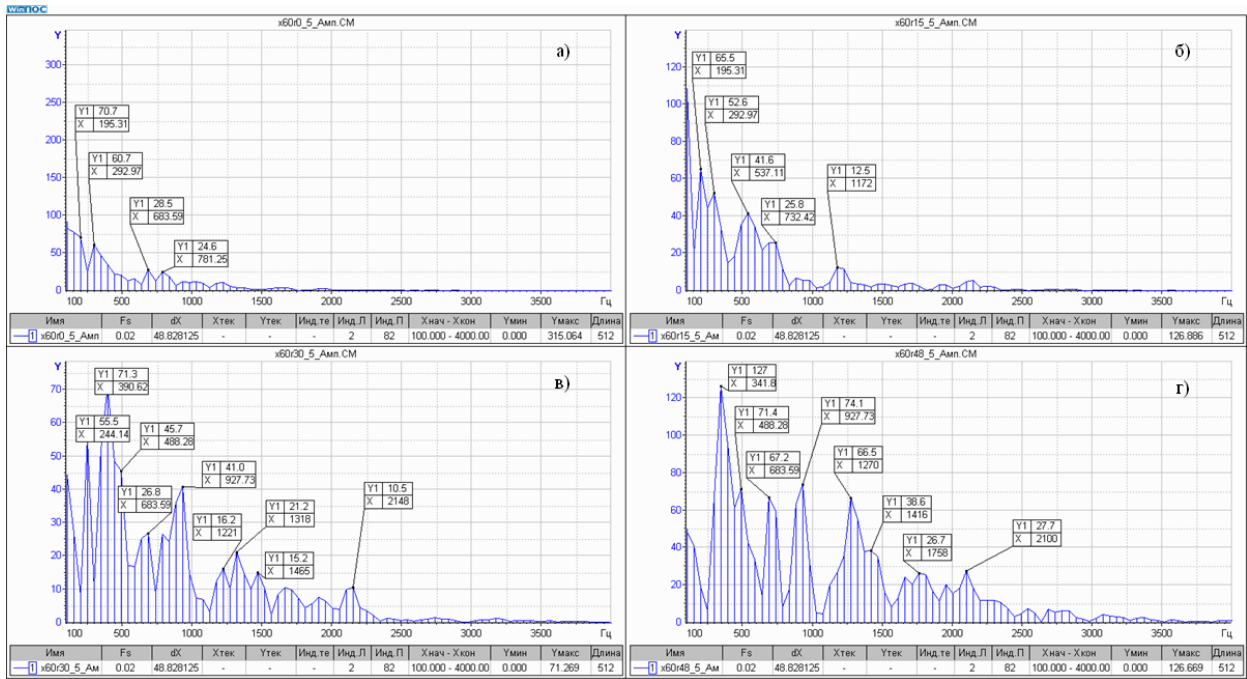
Из приведенных графиков видно, что гидродинамическая неустойчивость высокой частоты (рисунок 3.12 и 3.13), близкая к частоте срыва вихря с ПГ, максимальна на приведенном радиусе 0.15, что соответствует местоположению торца ПГ. Уже со значительно меньшей амплитудой она существует на приведенном радиусе 0.3, а по оси горелки и вдоль стенки ЖТ амплитуда ее стремится к нулю. При этом затухание высокой частоты происходит

на коротком расстоянии от торца ПГ, соответствующем $\bar{X} \leq 0.4$. Результаты расчета согласуются с теорией Колмогорова о каскадном представлении распада крупных вихрей на более мелкие (которые при помощи *URANS* модели отследить нет возможности) с передачей им энергии. Низкая частота, возможно связанная с окружным вращением потока (рисунок 3.11) и еще более крупномасштабная по природе, сохраняет максимальную амплитуду как на безразмерном радиусе 0.15, так и вблизи стенки ЖТ. Причем ее затухание воль стенки ЖТ происходит значительно медленнее чем в объеме. При том, что максимальные амплитуды низкой частоты в 2-3 раза меньше высокочастотных, затухание их происходит на значительно более большом расстоянии $\bar{X} \geq 1.2$. На рисунках 3.14 - 3.15 показаны амплитудно-частотные спектры при $\bar{X} = 0.1$ и 0.6. Видны большие значения амплитуд на высоких частотах вблизи ГУ. На расстоянии $0.6\bar{X}$ большие амплитуды наблюдаются на низких частотах.



а - 0; б - 0.15; в - 0.3; г - 0.48

Рисунок 3.14 - амплитудно-частотный спектр $\bar{X}=0.1$ радиус



а - 0; б - 0.15; в - 0.3; г - 0.48

Рисунок 3.15 - амплитудно-частотный спектр $X=0.6$ радиус

Сделанный в главе анализ является важной ступенью к пониманию гидродинамических процессов, протекающих в КС. Оценка частоты срыва вихря и частоты вращения вихрей в объеме ЖТ необходима, поскольку определяет возможные частоты возбуждения колебаний давления в КС.

Выводы по главе

Разработана методика расчета крупномасштабной турбулентности при помощи *URANS* простой *k-ε* модели турбулентности и показано хорошее качественное и количественное совпадение результатов с эталонным расчетом на *LES* модели турбулентности и с результатами эксперимента.

Обоснована возможность расчета нестационарного процесса течения с образованием и срывом крупномасштабных вихрей с плохообтекаемого тела при помощи численного моделирования не только с использованием специально заточенной под это *LES* модели турбулентности, требующей больших компьютерных и временных ресурсов и имеющей высокую стоимость на рынке компьютерных программ численного моделирования, но и при помощи *URANS* простой *k-ε* модели турбулентности с умеренными компьютерными, временными и финансовыми затратами.

Поскольку *LES*-модель была принята за эталон, результаты расчета были проверены на сходимость по сетке и по времени.

Проведена также аналитическая оценка образования и срыва вихрей с плохообтекаемого тела ПГ по критерию Струхала. Было получено хорошее совпадения частот оцененных всеми рассмотренными способами.

Получены важные для понимания гидродинамических процессов, протекающих в КС и оценки экспериментальных данных результаты:

- наличие и развитие крупномасштабной турбулентности в КС позволяет выявить наиболее неустойчивые зоны в ее объеме и оценить их несущую гидродинамическую частоту, необходимые для совершенствования процесса горения.

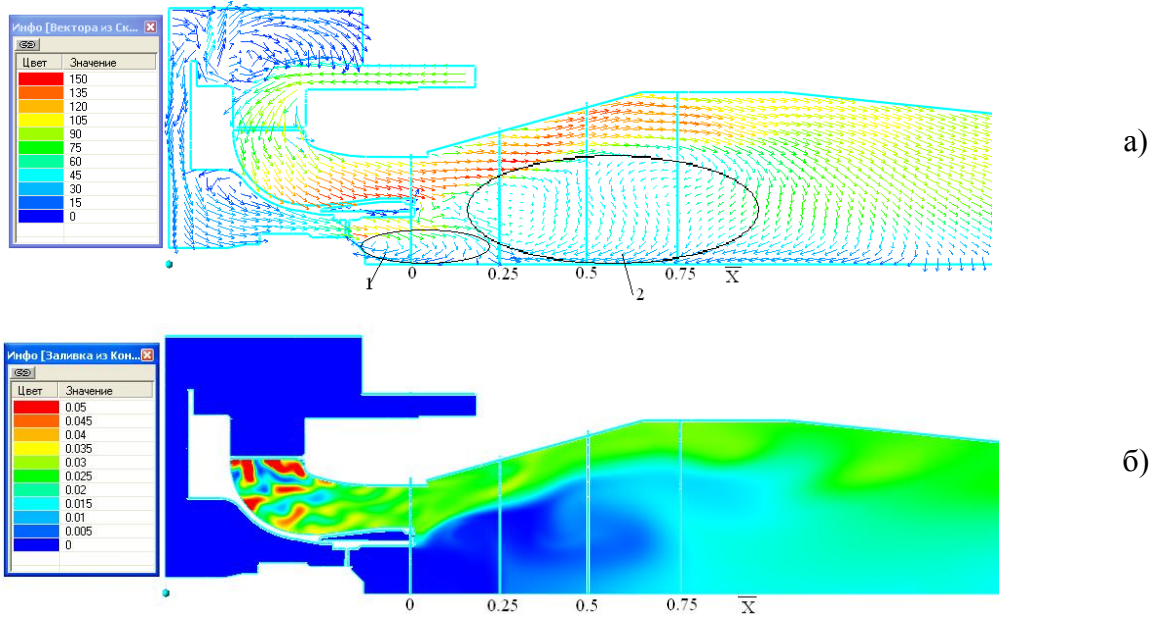
ГЛАВА 4 Методика обработки и анализа результатов квазистационарных расчетов КС для прогнозирования устойчивого протекания процессов в ней

Сложность моделирования процесса горения, проистекает из необходимости сочетать закономерности гидродинамики, химии и акустики. Все процессы протекают одновременно и влияют друг на друга. Особенные трудности представляют расчеты, связанные с определением устойчивости процесса горения, прогнозированием возникновения виброгорения. В мировой практике для решения задач устойчивости встречается последовательное использование расчетов гидродинамики и горения (в одном программном модуле), и передача полученных результатов в другой программный модуль для расчета акустики исследуемой системы. После акустических расчетов собственных частот и форм колебаний системы результаты передаются обратно в модуль горения для уточнения расчетов с учетом влияния акустики на процесс горения. Этот процесс многоитерационен, требует больших компьютерных и финансовых затрат. Точность и достоверность расчетов во многом зависят от принятых упрощений и допущений в постановке задачи.

Проведение экспериментальных и расчетных исследований на стенде ОАО "ВТИ", сравнение и анализ их результатов, позволили выявить закономерности взаимосвязи между процессами течения и горения в ЖТ, получаемыми расчетом, и экспериментально измеренными пульсациями давления,.

В диссертации были проанализированы результаты расчета и эксперимента на двух КС, описание которых подробно дано в главе 2.

В КС, представленной на рисунке 2.16, исследовалось влияние поля концентрации на выходе из ЗПП на устойчивость процесса горения и эмиссии NO_x . В таблице 2.7 подробно представлены варианты ГУ КС и результаты численного исследования поля концентрации на выходе из основной зоны горелки. На рисунке 4.1*а,б* показаны поля векторов скорости и концентрации в продольном сечении варианта 1 ГУ КС. Расчеты процессов течения и горения, результаты которых представлены на рисунках 4.1 - 4.5 - квазистационарные, т.е. проведены с большим шагом по времени (0,001 сек.), равным 1/10 пролетного времени движения частицы в объеме расчетной области (см. Главу 3). Таким образом, получаемые поля расчетных величин усреднены по большому интервалу времени, в них не учтены нестационарные процессы, вызванные крупномасштабным вихреобразованием.



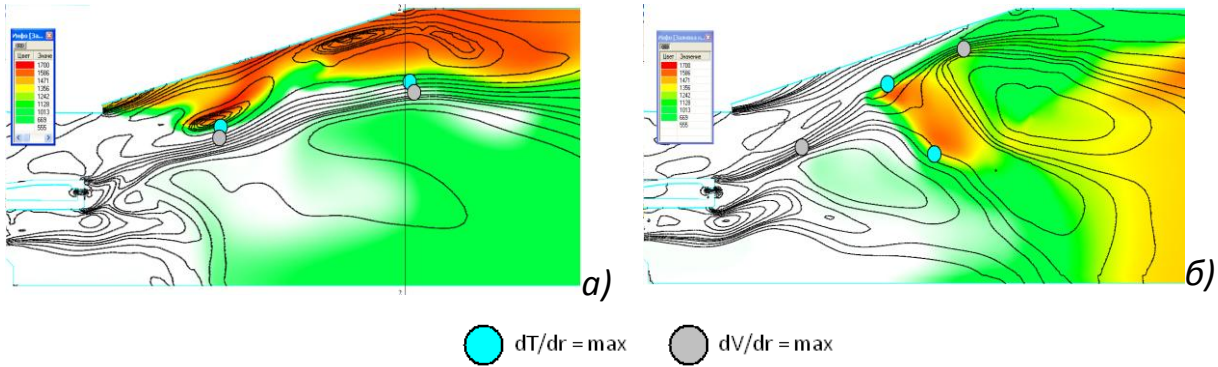
a - векторов скорости; *b* - концентрации в продольном сечении КС

Рисунок 4.1 - поля

Из рисунка 4.1*a* видно, что поток воздуха, поступает из ОГ в ЖТ с высокой скоростью. Поскольку поток сильно закручен, то при выходе из ГУ он раскрывается и основная его масса движется вдоль стенки конуса ЖТ, создавая развитую зону обратных токов вокруг оси КС (рисунок 4.1*a* черный овал 2). Поток, поступающий из ПГ, также закручен, и создает небольшую зону рециркуляции внутри стакана ПГ (рисунок 4.1*a* черный овал 1). В данном расчете топливо в ПГ не подавалось. По полю концентрации (рисунок 4.1*б*) видно, что на расстоянии $\bar{X} \leq 0.25$ потоки пилотной и основной зон почти не взаимодействуют и только с $\bar{X} \geq 0.5$, благодаря рециркуляции, потоки двух зон активно взаимодействуют, концентрация по объему ЖТ размывается. Такая организация потоков позволяет сделать работу ПГ устойчивой даже при очень бедных коэффициентах избытка воздуха (проверено экспериментально) на низких режимах работы КС, однако на высоких режимах, когда все топливо подается в ОГ, поле концентрации вблизи ГУ имеет слоеную структуру с сильно забедненной вдоль оси КС смесью. При определенных коэффициентах избытка воздуха это приводит к неустойчивости процесса горения и возникновению пульсаций давления с высокой амплитудой.

Общеизвестно, что на возникновение виброгорения существенно влияет положение и форма фронта пламени [80]. Для понимания его природы экспериментальные данные сопоставляются с результатами квазистационарного расчета полей скоростей и температур. Возникновение интенсивных пульсаций давления в эксперименте происходило в эксперименте без подачи топлива в пилотную горелку ($PFR=0\%$). Замеры пульсаций давления осуществлялись в двух точках жаровой трубы (рисунок 2.16) датчиками *KISTLER* с использованием прибора *MIC-300*.

На рисунке 4.2 представлены результаты расчета полей температур и изолинии осевой скорости для вариантов 1 и 2. В варианте 1 открыты все четыре отверстия раздачи топлива на топливораздающих трубках ОГ, в варианте 2 закрыт ближайший к ЖТ ряд отверстий, что позволяет создать радиальную неравномерность на выходе из ЗПП забогащенную к оси КС (Глава 2 таблица 2.7). В вариантах 1 и 2 при испытаниях возникали пульсации давления с относительными амплитудами $A=4.57\%$ и 0.31% соответственно.

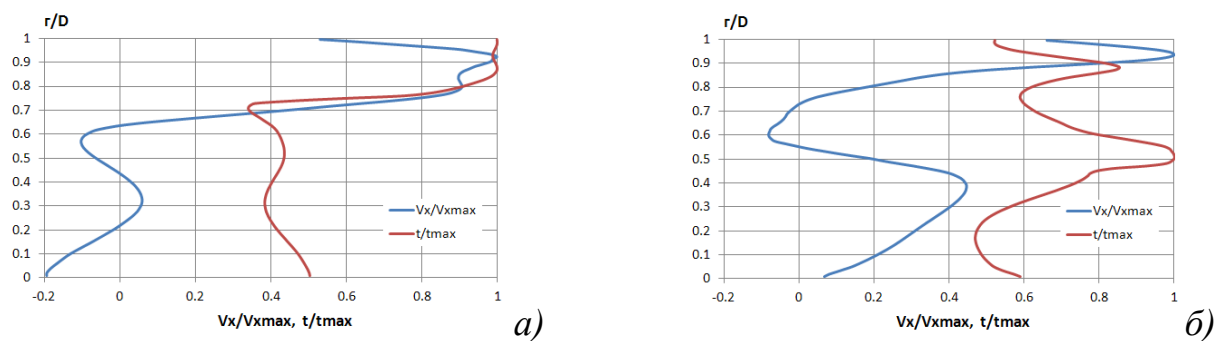


a – вариант 1 (пульсации давления с амплитудой 4.57%); *б* - вариант 2 (пульсации давления отсутствуют)

Рисунок 4.2 - поле температуры и изолинии осевой скорости в продольном сечении КС

Из рисунка 4.2 видно, что градиенты температур варианта 1 существенно выше, чем варианта 2. Кроме того, изолинии осевой скорости показывают существенно большие градиенты в варианте 1, расположенные вблизи областей максимальных температур и градиентов температур. Синими кружками отмечены места максимальных градиентов температур, характеризующие местоположение фронта пламени, серыми - максимальных градиентов скорости, характеризующие максимальную интенсивность сдвигового течения и образования вихревых структур. Для варианта 2 максимальные градиенты разнесены в пространстве (рисунок 4.2*б*), а для варианта 1 они совпадают или близки (рисунок 4.2*а*).

На рисунке 4.3 для вариантов 1 и 2 изображены расчетные распределения осевой скорости и температуры по радиусу в поперечном сечении 2-2 (рисунок 2.16).



a- вариант 1 (пульсации давления с большими амплитудами, $A=4.57\%$); *б* - вариант 2 (незначительные амплитуды пульсаций давления, $A=0.31\%$)

Рисунок 4.3 - распределения осевой скорости и температуры по радиусу в поперечном сечении 2-2 ЖТ (рисунок 2.16)

Из рисунка 4.3 видно, что в варианте 1 максимумы производных $\frac{dv_x}{dr}$ и $\frac{dt}{dr}$ расположены на $\frac{r}{D} \sim 0.75$, а в варианте 2 они выражены не столь явно и раздвинуты по радиусу на $\frac{r}{D} \sim 0.2$. Кроме того, значения градиентов в варианте 1 существенно выше. Совпадение максимумов можно интерпретировать как расположение фронта пламени в месте максимального градиента скорости. Такое совпадение может способствовать развитию неустойчивостей [81, 82].

Учитывая вышеизложенное, в качестве характеристического стационарного параметра, коррелируемого с процессом виброгорения, можно выбрать произведение производных по радиусу осевой скорости и температуры $(\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr})$ в том сечении \bar{X} , где градиент осевой скорости достигает максимального значения. В таблице 4.1 сопоставлены замеренные при испытаниях амплитуды пульсаций давления и критерий $(\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr})$.

Таблица 4.1 Рассчитанные и замеренные параметры для всех вариантов при $PFR=0\%$.

Вариант	Расчет	Эксперимент	
	$\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr}$	$A_{max}, \%$	$dP, \%$
1	501,5	4,57	7.22
2	0,31	0,31	5.3
3	189,7	0,59	4.96
4	372,1	2,64	5.42
5	36,2	0,48	5.12
6	410,4	3,09	5.8

На рисунке 4.4 приведена зависимость амплитуды пульсации давления от критерия $(\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr})$ - произведения производных скорости и температуры в характерном сечении КС.

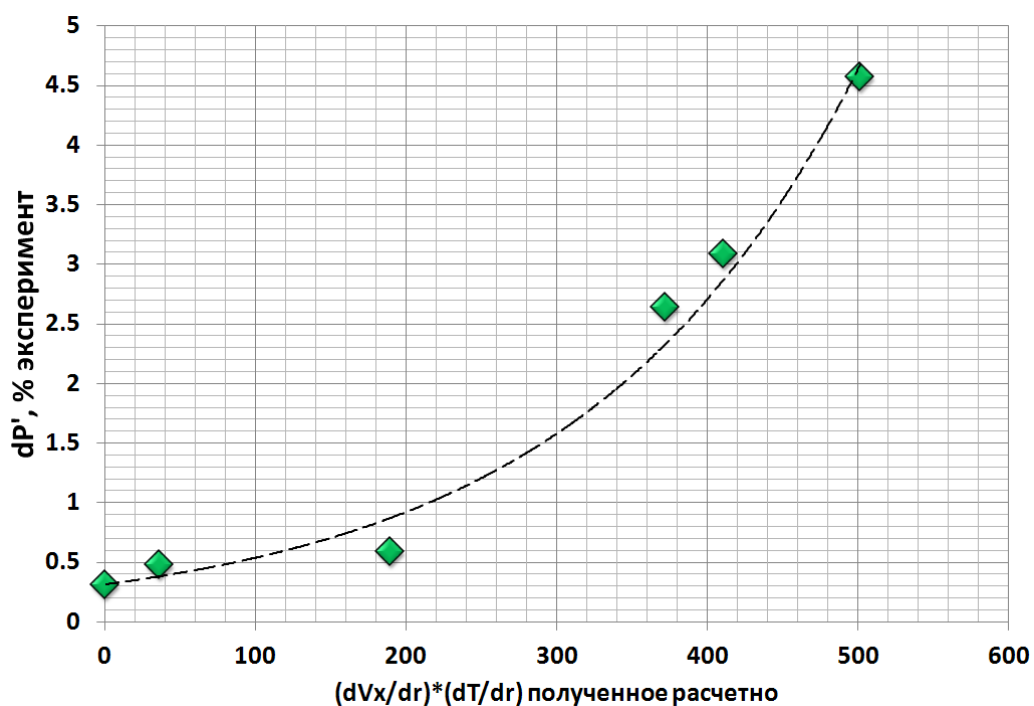


Рисунок 4.4 - зависимость амплитуды пульсации давления от произведения производных осевой скорости и температуры в сечении расположения максимального изменения осевой скорости.

Рисунок 4.4 и таблица 4.1 свидетельствуют о хорошей корреляции замеренных пульсаций давления и выбранного критерия.

Этот критерий хорошо коррелируется со стабилизирующим влиянием подачи пилотного топлива, отмеченным при испытаниях. На рисунке 4.5 показаны поля температур и изолинии осевой скорости варианта 1 на режимах $PFR=0\%$ и $PFR=5\%$. Из рисунка видно, что подача пилотного топлива изменяет конфигурацию фронта пламени. Местоположение максимального градиента температуры смещается относительно максимального градиента осевой скорости.

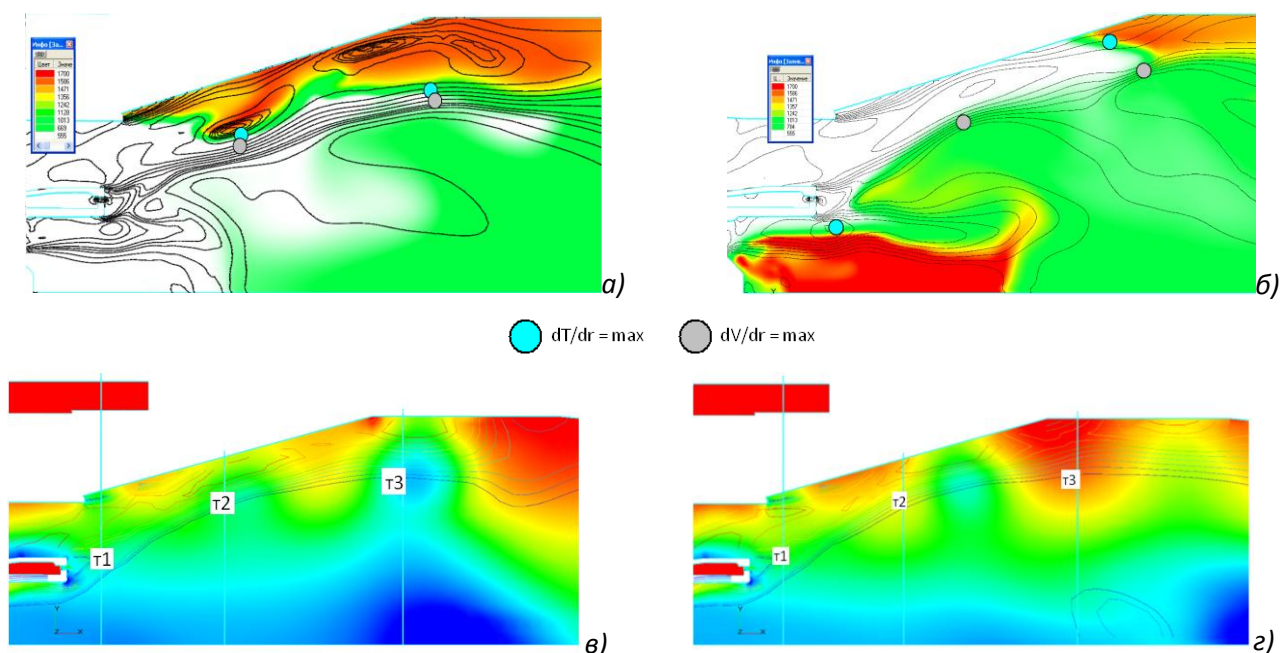


Рисунок 4.5 Поля температуры и изолинии осевой скорости для варианта 1 при a -

$PFR=0\%$ ($A=4,57\%$); $б$ - $PFR=5\%$ ($A=0,11\%$)

и поле давления в продольном сечении КС в моменты времени: $в$ - $t1$; $г$ - $t2$ для варианта

1, $PFR=0\%$, $A=4,57\%$

Предложенный критерий $\left(\frac{dv_x}{dr} * \frac{dt}{dr}\right)$ позволяет сравнивать устойчивость к виброгорению вариантов камеры сгорания при разных режимах ее работы. Небольшие изменения полей скоростей и подачи топлива могут существенно влиять на взаимное расположение фронта пламени и зоны сдвиговых течений, и как следствие, на возникновение пульсаций давления.

Представленные выше расчетные данные были получены при квазистационарной постановке задачи.

Были проведены также расчеты газодинамики при нестационарных процессах для варианта 1 с шагом по времени 0,00002 с, позволившие получить динамическую картину течения в КС и визуализировать изменение поля давления во времени.

На рисунке 4.5 в; г представлены поля давлений в продольном сечении в моменты времени $t1$ и $t2$, соответствующие минимуму и максимуму давления в сечении $\bar{X}=0,8$ (стык конического и цилиндрического участка ЖТ). В этом сечении с высокими градиентами скорости области высокого и низкого давления с определенной периодичностью сменяют друг друга.

На рисунке 4.6 а; б показаны расчетные зависимости давления от времени в точках 1, 2 и 3 (рисунок 4.6в,г), соответствующих $\bar{X} = 0.1; 0.5$ и 0.8 . Там же показаны спектры Фурье, полученные с помощью программного комплекса *WINПОС*.

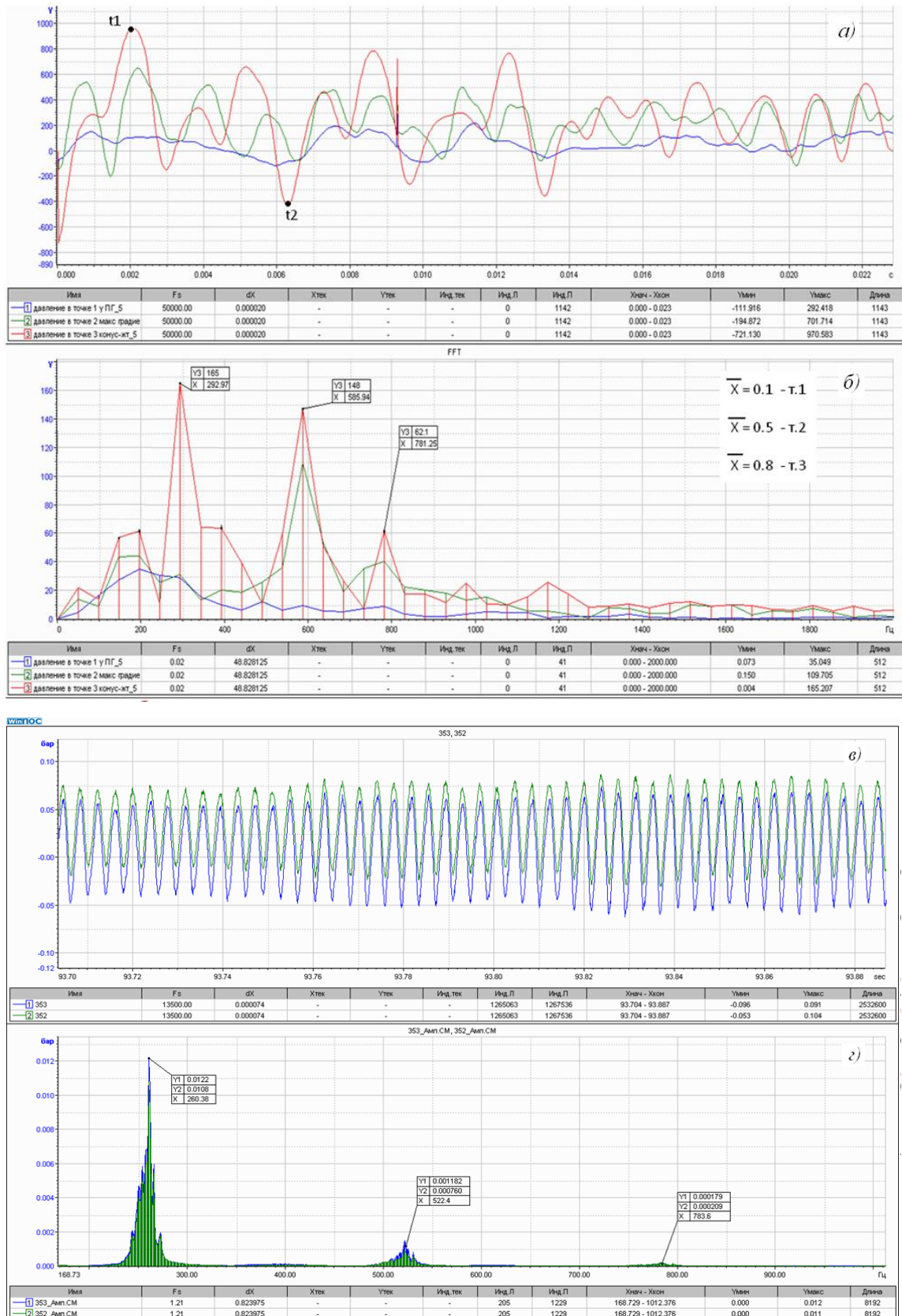
На рисунке 4.6а отмечены моменты времени $t1$ и $t2$ соответствующие показанным полям давления на рисунке 4.6в, г - в моменты максимального и минимального мгновенного значения давления в точке 3.

Такие же зависимости, полученные экспериментально, показаны на рисунке 4.6в,г.

Характеры частотных спектров, полученных в расчете и эксперименте, схожи. Полученное в расчете значение доминирующей частоты $f1=292$ Гц близко к полученным в эксперименте частотам $f1\sim 260\pm 20$ Гц, на которых наблюдались высокие пульсации давления.

Совпадение экспериментальных и расчетных данных является удовлетворительным. Полученные результаты позволяют численно сравнивать варианты конструкции КС и режимы ее работы.

Рассмотренные данные позволяют предположить, что в исследуемой КС источником неустойчивости горения может являться гидродинамическая неустойчивость, которая многократно усиливается, когда поверхность фронта пламени располагается вблизи нее. Исходя из этого, снизить амплитуду пульсаций давления на данной конструкции или уйти от процесса виброгорения можно сместив фронт пламени от зоны с высокими градиентами скорости и вихреобразования, например, путем изменения поля концентрации ТВС на выходе из ОГ или подачей до 5% пилотного топлива.



а, б - расчетные (три цвета - в трех точках замера рисунок 4.5б); в, г - измеренные (синий и зеленый графики соответствуют датчикам пульсаций давления 1 и 2 в объеме ЖТ см. рисунок 2.16). Вариант 1, режим $PFR=0\%$

Рисунок 4.6 - осциллограммы (а, в) и частотные спектры (б, г) пульсаций давления

Аналогичные исследования проведены для модельной КС, конструкция которой подробно описана в Главе 2 и представлена на рисунках 2.11-2.13. Рассмотрены два варианта создания неравномерности поля концентрации на выходе из ЗПП:

- заобогащение поля концентрации к стенке ЖТ (вариант 1, рисунок 4.7а).
- заобогащение поля концентрации к оси КС (вариант 2, рисунок 4.7б);

Создание неравномерного поля концентрации на выходе из ЗПП достигалось путем закрытия одного ряда отверстий раздачи топлива на топливных трубках основной зоны. В первом случае закрывался первый ряд отверстий от входа в ЖТ, во втором последний (рисунок 4.7).

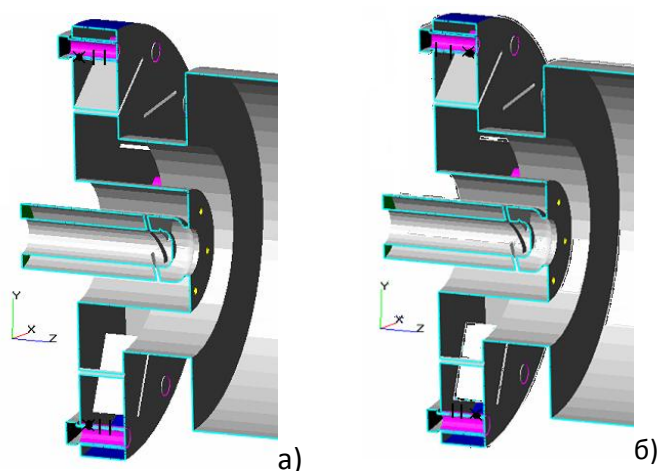
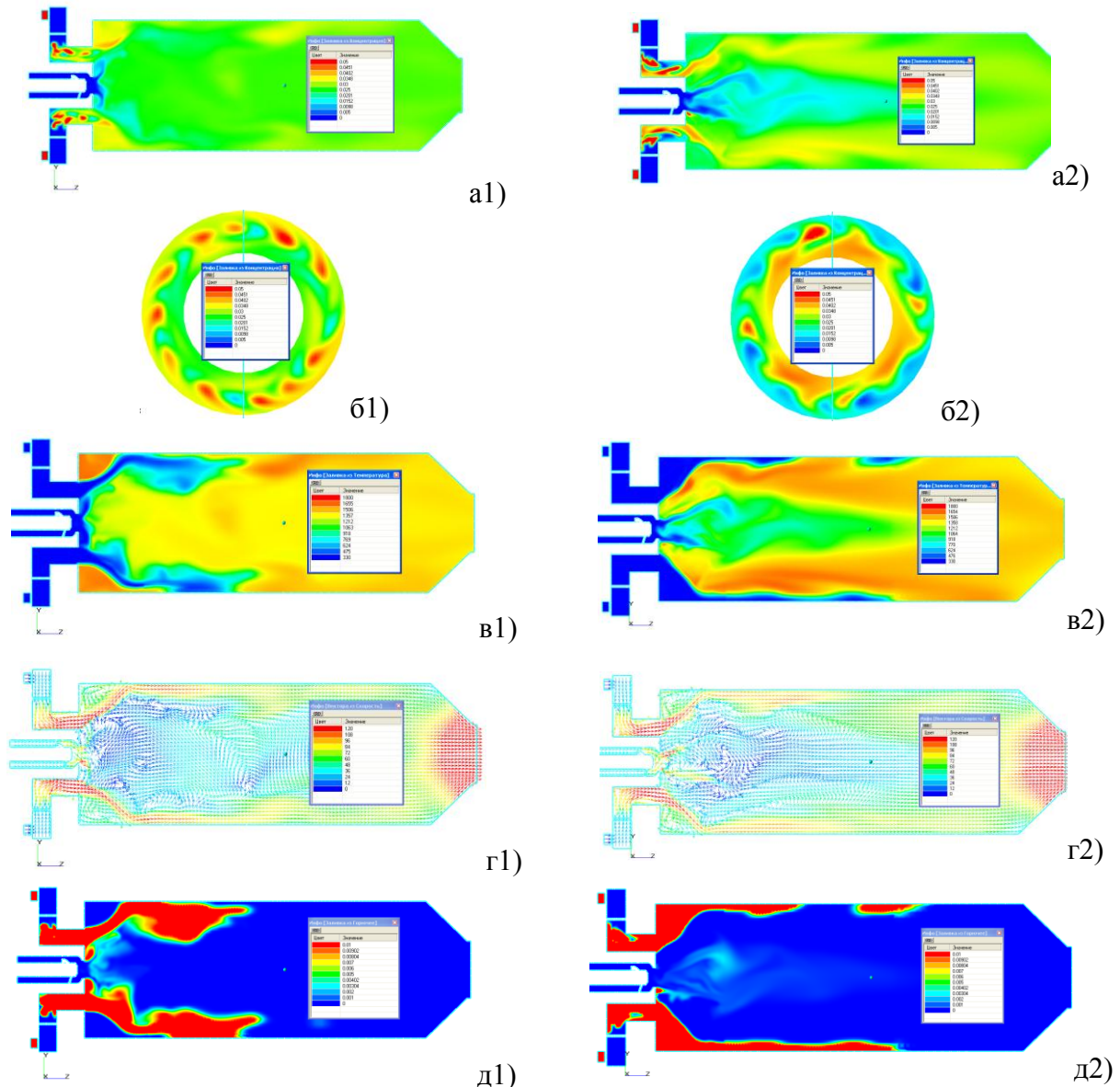


Рисунок 4.7 Разрез модели ГУ с закрытым рядом отверстий раздачи топлива: а – вариант 1; б – вариант 2

Расчеты проведены для условий эксперимента, проведенного на стенде ОАО «ВТИ»: температура воздуха 330 С, давление 111 кПа, расход 0.88 кг/с, доля воздуха в ПГ 7%; температура газа 30 С, расход 9.36 кг/ч. Коэффициент избытка воздуха составлял $\alpha \sim 2$, доля топлива в ПГ $PFR \sim 3\%$.

Расчеты квазистационарные с шагом по времени 0,001 сек.

Результаты расчетов в виде полей концентрации, температуры, векторов скорости и концентрации невыгоревшего горючего представлены на рисунке 4.8. Создание неравномерного поля концентрации в вариантах 1 и 2 на выходе из ОГ приводит к принципиально разным картинам выгорания топлива в объеме ЖТ (рисунок 4.8в,д). Заобогащение топливом к стенке ЖТ приводит к богатой угловой зоне у выхода из ГУ и достаточно равномерно перемешанной смеси в остальном объеме ЖТ (рисунок 4.8а). Однако, равномерность поля концентрации не приводит к равномерному полю температуры в объеме ЖТ в процессе горения, поскольку существует область высоких скоростей потока, выходящего из ОГ (рисунок 4.8з). Горение в этой области невозможно и поле температуры носит разорванный, слоеный характер (рисунок 4.8в). Поле невыгоревшего горючего (рисунок 4.8д) подтверждает это.



a - концентрации; *в* - температуры; *г* - векторов скорости; *д* - невыгоревшего горючего в продольном сечении КС; *б* - концентрации в поперечном сечении КС на выходе из ОГ

Рисунок 4.8 - поля (индексы 1 и 2 соответствуют вариантам 1 и 2)

В случае обогащения топливом к оси ЖТ поле концентрации в объеме менее равномерно. Богатая смесь существует в той же области, что и область высоких скоростей. Угловые зоны вблизи ГУ содержат перемешанную ТВС, концентрация которой достаточна для воспламенения. ТВС вдоль оси ЖТ бедная (рисунок 4.8, *a2*). Поле скорости аналогично варианту 1, при этом поле температуры практически повторяет поле концентрации (рисунок 4.8, *в2*). Высокоскоростной поток, выходящий из ОГ, препятствует воспламенению смеси в угловой зоне вблизи ГУ и на некотором расстоянии вдоль стенки ЖТ. Поле невыгоревшего горючего (рисунок 4.8, *д2*) подтверждает это.

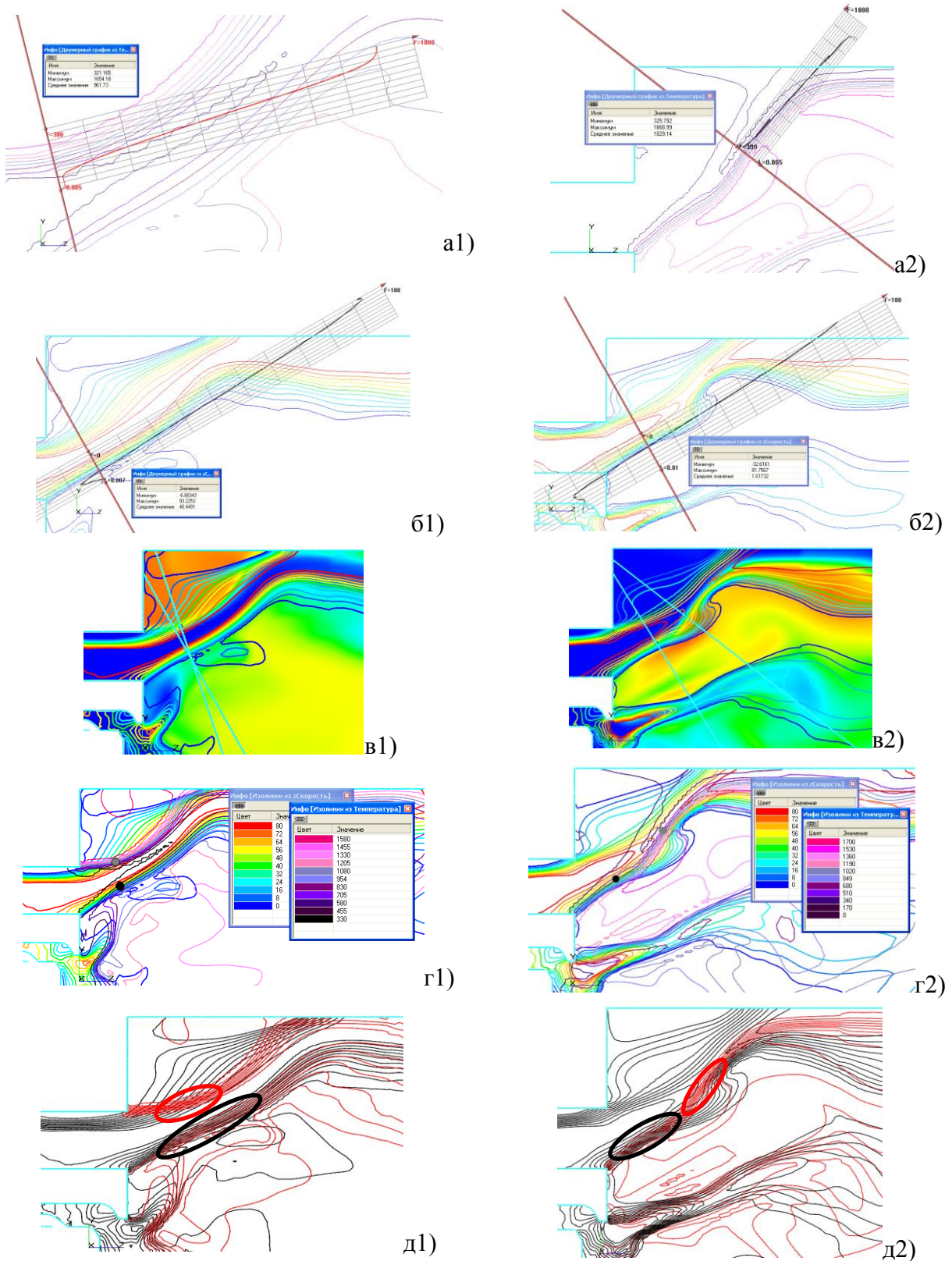
Несмотря на то, что в обоих вариантах высокоскоростной поток отделяет угловую зону вблизи ГУ от остального объема ЖТ, в котором происходит горение, в варианте 1 концентрация

топлива в ней достаточна для самовоспламенения, а в варианте 2 нет. Этот факт, как будет показано ниже, оказывает существенное влияние на устойчивость процесса горения.

На рисунке 4.9 показана последовательность обработки данных расчета по определению максимальных градиентов скорости и температуры. На рисунке 4.9, *а,б* показаны изолинии температуры и скорости в продольном сечении вблизи ГУ, соответственно; красными прямыми показаны направления максимальных изменений температуры и скорости, соответственно, и построены графики изменения этих величин по выбранному направлению. На рисунках в таблицах указаны: максимальное, минимальное и среднее значение по графику анализируемой величины.

На рисунке 4.9, *в* показаны поле температуры и изолинии осевой скорости в продольном сечении КС вблизи ГУ. Синими линиями показаны кратчайшие направления, по которым максимально изменяются температура и скорость (то же что рисунок 4.9*а,б*, но показано их взаимное расположение).

На рисунке 4.9, *г* показаны изолинии температуры и скорости в продольном сечении КС. На изолиниях температуры серой точкой показано место максимального значения градиента температуры, а черной – максимальное значение градиента скорости. Видно, что в варианте 1 максимальные градиенты величин расположены близко и находятся напротив друг друга, тогда как в варианте 2 области максимальных градиентов разнесены по длине КС и расстояние между ними больше чем в первом варианте. На рисунке 4.9, *д* черными линиями показаны изолинии скорости, а красными изолинии температуры. Черным овалом показана область существования больших значений градиентов скорости, а красным больших значений температур. Для варианта 1 эти области расположены близко друг от друга и область их взаимного существования примерно равна области существования больших значений градиента температуры. Напротив, области больших градиентов скорости и температуры варианта 2 расположены последовательно по длине КС и область их взаимного существования ограничивается узкой областью соприкосновения их крайних точек.



a – изолинии температуры и график температуры в месте максимального ее изменения; *б* – изолинии осевой скорости и график осевой скорости в месте максимального ее изменения; *в* – поле температуры и изолинии осевой скорости; *г* – изолинии температуры и скорости и места максимальных градиентов температуры и скорости (обозначены серыми и черными кружками, соответственно); *д* – изолинии температуры (красные) и скорости (черные) и области больших значений градиентов этих величин (красный и черный овалы, соответственно)

Рисунок 4.9 - поля изменения величин в продольном сечении КС для вариантов 1 и 2 (индекс 1и 2 на рисунках, соответственно)

В таблицу 4.2 сведены результаты расчета градиентов скорости и температуры для обоих вариантов.

Таблица 4.2 Расчет градиентов

Вариант 1		
Градиент скорости:		
$dv = 100$	$dl = 0.0042$	$grad v = \frac{dv}{dl} = 23809.5$
Градиент температуры:		
$dt = 1340$	$dl = 0.003$	$grad t = \frac{dt}{dl} = 446667$
Расстояние между максимумами градиентов скорости и температуры	$dl_{grad} = 0.00604$	$\frac{grad t * grad v}{dl_{grad}} = 1760 * 10^9$
Вариант 2		
Градиент скорости:		
$dv = 113$	$dl = 0.0056$	$grad v = \frac{dv}{dl} = 20178$
Градиент температуры:		
$dt = 1343$	$dl = 0.003$	$grad t = \frac{dt}{dl} = 447667$
Расстояние между максимумами градиентов скорости и температуры	$dl_{grad} = 0.013$	$\frac{grad t * grad v}{dl_{grad}} = 694.8 * 10^9$

Здесь: dv - максимальное изменение скорости; dt - максимальное изменение температуры; dl - кратчайшее расстояние, на котором происходит максимальное изменение величины; dl_{grad} - кратчайшее расстояние между максимумами градиентов скорости и температуры

Как показывает эксперимент, именно в варианте с обогащением топливом к стенке ЖТ на исследуемом режиме, наблюдаются пульсации давления, превосходящие по амплитуде вариант с обогащением к оси в 2,3 раза. В таблице 4.3 представлены значения экспериментально замеренных амплитуд пульсаций давления и рассчитанных величин $\frac{grad t * grad v}{dl_{grad}}$.

Таблица 4.3 Результаты расчетных и экспериментальных исследований

Вариант	Эксперимент А, %	Расчет $\frac{grad\ t*grad\ v}{dl_{grad}}*10^9$
Забогащение к оси	0,6	694,8
Забогащение к ЖТ	1,4	1760,7
Отношение величин	0,43	0,4

Данные, представленные в таблице 4.3, еще раз демонстрируют хорошее соответствие между предложенной расчетной величиной и экспериментом.

В результате обработки, сопоставления и анализа расчетных и экспериментальных данных двух вариантов конструкций КС при устойчивой и не устойчивой их работе была выявлена связь между местоположением и величинами максимальных изменений скорости и температуры и наблюдаемыми пульсациями давления в КС. Таким образом, параметр – $\max\left(\frac{grad\ t*grad\ v}{dl_{grad}}\right)$, позволяет сопоставлять расчетные варианты по вероятности возникновения неустойчивого горения. Расположение величины $\max(grad\ t)$ – можно трактовать, как расположение фронта пламени, так как именно на поверхности фронта пламени происходит максимальное изменение температуры на кратчайшем расстоянии. Это еще раз подтверждает, что местоположение и форма фронта пламени имеет важнейшее значение для устойчивости горения. Качественно этот результат совпадает с полученным для камер сгорания ЖРД [83, 84]. Сочетание гидродинамической картины течения, заданного конструкцией ГУ и температурного поля в объеме ЖТ должно учитываться при проектировании КС и анализироваться на всех режимах ее работы. Исследования влияющих факторов на местоположение фронта пламени и расположения максимального тепловыделения в объеме ЖТ является одним из значимых этапов при проектировании и доводке КС для обеспечения ее устойчивой работы на всех режимах (глава 5).

Нестационарный расчет процесса горения для первого варианта конструкции КС (рисунок 2.1, 6, 4.1) показал, что значения доминирующей частоты пульсации давления, полученные при расчете и замеренные в эксперименте, близки (рисунок 4.6). Из расчета следует, что природа этой частоты носит гидродинамический характер и соответствует крупномасштабной неустойчивости процесса течения вблизи ГУ, которая усиливается тепловыделением от процесса горения, протекающего в той же области, где гидродинамические процессы наиболее интенсивны, а изменения скоростей потока наиболее велики.

Анализ рассчитанных и испытанных вариантов показал, что даже незначительное изменение поля концентрации в объеме ЖТ, как путем добавления топлива в ПГ, так и путем создания неравномерности поля концентрации на выходе из ОГ, может привести к изменению положения и формы фронта пламени, сместить его от мест гидродинамической неустойчивости и изменить диапазон устойчивой работы КС.

ГЛАВА 5 Воздействие на распределение тепловыделения по длине КС

В этой главе проанализированы факторы, влияющие на положение фронта пламени, и предложена методика рассогласования зон максимальной гидродинамической неустойчивости и максимальных тепловыделений. Исследуются взаимосвязи между режимными параметрами, смесеобразованием и тепловыделением в объеме жаровой трубы. Распределение тепловыделения по объему жаровой трубы имеет важнейшее значение для полноты сгорания топлива, образования NO_x и возбуждения виброгорения. В локальных зонах повышенных температур топливо сгорает с максимальной скоростью и полнотой. При этом снижается содержание CO , но повышается образование NO_x . В то же время взаимное расположение пиков тепловыделения, зон с максимальными градиентами скорости и высокой турбулентностью существенно влияет на структуру пламени и, как следствие, на динамику процесса горения (подробно см. гл. 4).

При заданных равномерных полях скоростей потока на входе в КС структуры течения и вихреобразование определяются конструкцией КС, в частности ее горелочного устройства. Их взаимосвязи исследуются последовательным отклонением влияющих факторов (коэффициента избытка воздуха, давления на входе, угла закрутки основного завихрителя и т. д.) относительно базового варианта КС. Полученные связи рабочих процессов в КС могут служить фундаментом для экспериментальных и численных исследований.

В главе 2 на рисунках 2.11 и 2.12 показаны и описаны трехмерные модели КС и ГУ, а в таблице 5.1 приведены ее основные и варьируемые размеры. Схема КС и основные параметры (таблица 5.2) типичны для современных МЭКС.

Таблица 5.1 Основные и варьируемые размеры базового варианта КС (рисунок 2.11 и 2.12).

Параметр	Обозначение	Базовое значение	Вариации
Длина жаровой трубы, мм	$L_{ЖТ}$	250	
Диаметр жаровой трубы, мм	$D_{ЖТ}$	100	
Длина зоны смещения, мм	$L_{ГОР}$	31	90
Угол установки лопаток завихрителя основной горелки / количество лопаток	$\beta_{осн} / n_{осн}$	58/12	34/12; 68/12
Внешний диаметр пилотной горелки, мм	$D_{ЦГ}$	35	
Внутренний диаметр завихрителя пилотной горелки, мм	$D_{пз}$	20	
Угол установки лопаток пилотного завихрителя / количество лопаток	$\beta_{пил} / n_{пил}$	58/5	

Сравнительные экспериментальные исследования процессов, протекающих в модельной КС (рисунок 2.11), проводились на экспериментальной установке "ОАО" ВТИ, предназначенной для исследования взаимосвязи акустических процессов и нестационарного тепловыделения, применительно к МЭКС энергетических ГТУ. Экспериментальная модельная камера сгорания выполнена с оптическим доступом – начальный участок жаровой трубы, длиной в $D_{ЖТ}=100$ мм изготовлен из кварцевого стекла. Экспериментальная установка оснащена датчиками пульсаций давления *KISTLER* со вторичным прибором *MIC-300*, высокоскоростной видеокамерой *LaVisionHighSpeedStar 5.1* со встроенной памятью *8GB*, матрицей с разрешением 1024×1024 , частотой съемки 3600 кадров/сек. Обработка изображений осуществляется с использованием программного обеспечения *DaVis 8*. Эмиссии NO_x на выходе из ЖТ измеряются хемилюминесцентным методом газоанализатором *Testo-350M*.

В таблице 5.2 приведены основные параметры базового варианта камеры сгорания на расчетных режимах. В расчетах предполагалось равномерное поступление воздуха на входы в завихрители основной и пилотной горелок. Входы воздуха в ОГ и ПГ независимы. Все расчеты проведены для газового топлива - метана с низшей теплотой сгорания $Q_p^h = 51952$ кДж/кг.

Испытания проводились при близком к атмосферному давлении, температуре воздуха на входе в КС $T_{вх} = 340^\circ\text{C}$ при изменяемых коэффициентах избытка воздуха $\alpha \approx 1.7 - 2.0$ и с изменяемой долей топлива в ПГ $PFR = 0\% - 100\%$ (Приложение 2).

Таблица 5.2 Основные параметры камеры сгорания на расчетных режимах (базовый вариант КС).

Параметры	Расчетная формула	$\alpha=1,7$	$\alpha=1,8$	$\alpha=1,9$	$\alpha=1,93$	$\alpha=2,0$	$\alpha=2,2$	$\alpha=1,93$	$\alpha=2,0$	$\alpha=2,2$
Давление на входе в КС P , МПа		114			195			400		
Температура на входе в КС T , К		340			400			400		
Тепловая мощность $Q_{КС}$, Вт	$Q_{КС} = V \cdot Q_H^P$	167,3	158,1	149,7	223,4	213,0	197,4	457,2	446,3	402,6
Объемная теплонапряженность q , кВт/м ³	$q = \frac{Q_{КС}}{V_K} = \frac{V \cdot Q_H^P}{V_K}$	85,2	80,5	76,3	113,8	108,5	100,6	232,9	227,4	205,2
Объемная теплонапряженность приведенная к давлению на входе q_p , кВт/м ³ МПа	$q_p = \frac{V \cdot Q_H^P}{V_K \cdot P_B}$	747,4	706,1	669,3	583,7	556,6	515,9	583,4	568,5	512,9
Балансовая температура газа на выходе КС T_3 , °К		1853	1794	1742	1773	1739	1655	1773	1739	1655
Относительный перепад давления КС dP , %		4,6	4,54	4,5	4,5	4,4	4,2	4,5	4,4	4,2

В приведенных ниже расчетах процесса горения скорость брутто реакции W определяется через кинетическую скорость горения перемешанной смеси W_{kin} и предельную скорость процесса перемешивания W_{mix} , по формулам 1.53, 1.55 и 1.56 (см. глава 1) соответственно.

Расчеты смесеобразования и горения были проведены для различных изменений параметров, указанных в таблице 5.3. Результаты расчета анализировались по следующим параметрам:

– относительное расстояние вдоль оси жаровой трубы $\bar{X} = x/D_{жст}$, где x, m – текущее значение координаты вдоль оси КС.

- удельное, среднее по поперечному сечению жаровой трубы тепловыделение:

$$\bar{q}_i = \frac{\Delta q_i}{\Delta q_m}, \quad (5.1)$$

где Δq_i – среднее тепловыделение в i -ом поперечном сечении жаровой трубы:

$$\Delta q_i = \overline{\Delta B_i} Q_H^P, \quad (5.2)$$

Δq_m – максимальное по длине жаровой трубы тепловыделение,

$\overline{\Delta B_i}$ – относительное изменение расхода невыгоревшего топлива от $(i-1)$ до i -го поперечного сечения жаровой трубы:

$$\overline{\Delta B_i} = (B_{i-1} - B_i)/L_i, \quad (5.3)$$

$$L_i = X_i - X_{i-1} - \text{толщина } i\text{-го слоя} \quad (5.4).$$

- неравномерность поля концентрации горючего в поперечном сечении жаровой трубы:

$$\Delta_{CH_4} = \frac{\sigma_c}{C_{CH_4}}, \quad (5.5)$$

где σ_c – максимальное отклонение концентрации горючего от средней в этом сечении концентрации (интегральное значение по сечению – формула 2.1),

C_{CH_4} – среднеинтегральное значение концентрации горючего в данном сечении (формула 2.2).

Результаты экспериментальных исследований, полученных с использованием высокоскоростной видеокамеры *LaVisionHighSpeedStar* анализировались по величине светимости I и пульсации светимости I' , полученных в объеме ЖТ через оптический доступ на исследуемом режиме. Под пульсацией светимости принята величина отклонения значения мгновенной светимости I_{τ_i} от средней арифметической по всему времени записи видео-файла:

$$I'_i = I_{\tau_i} - I_{\Delta\tau}, \quad (5.6)$$

где

$$I_{\Delta\tau} = \frac{\sum_i^N I_{\tau_i}}{N}, \quad (5.7)$$

а N-количество кадров за период записи видео-файла.

При помощи быстрого преобразования Фурье была определена несущая частота пульсаций светимости (частота с максимальными амплитудами), которая составила на исследуемых режимах $f \sim 356$ Гц.

Для сопоставления величин тепловыделения и пульсации светимости они были приведены следующим образом:

- 1) определим среднее значение по длине ЖТ:

$$I'_{midl} = \sum_{i=1}^{10} I'_i \quad (5.8) \quad q_{midl} = \sum_{i=1}^{10} q_i \quad (5.9)$$

- 2) вычтем из текущего по длине значения параметра среднее

$$\Delta I'_i = I'_i - I'_{midl} \quad (5.10) \quad \Delta q_i = q_i - q_{midl} \quad (5.11)$$

- 3) найдем разность между максимумом и минимумом полученных разностей (максимальную амплитуду изменения)

$$A_{b'} = \Delta I'_{max} - \Delta I'_{min} \quad (5.12) \quad A_q = \Delta q_{max} - \Delta q_{min} \quad (5.13)$$

- 4) каждое значение разности приводим к максимальной амплитуде

$$\bar{I}'_i = \frac{\Delta I'_i}{A_{b'}} \quad (5.14) \quad \bar{q}_i = \frac{\Delta q_i}{A_q} \quad (5.15).$$

В таблицу 5.3 сведены параметры, изменяемые для исследования их влияния на процесс горения. Показана предполагаемая область воздействия.

Таблица 5.3 Программа исследований

№	Значимый фактор	Предполагаемая область воздействия
1	Относительный расход воздуха на пилотную горелку (PFR) при разных давлениях на входе в КС	Поле концентрации на начальном участке жаровой трубы, положение фронта пламени
2	Общий коэффициент избытка воздуха (Alfa) при разных давлениях на входе в КС	
3	Искусственно созданная неравномерность концентрации ТВС основной горелки: 3.1 Подача топлива в четыре трубки из двенадцати, расположенные равномерно по окружности основной горелки (при разных давлениях на входе в КС); 3.2 Подача топлива только в половину (шесть) трубок основной горелки, расположенных последовательно друг за другом (при разных давлениях на входе в КС); 3.3 Закрыт первый ряд отверстий подачи топлива основной горелки (ТВС забогачена к стенке КС) 3.4 Закрыт последний ряд отверстий подачи топлива основной горелки (ТВС забогачена к оси КС)	
4	Организация воздуха пилотной горелки: 5.1 Воздух не подается в пилотную горелку; 5.2 Пилотная горелка закрыта заподлицо с выходом основной горелки (рисунок 5.27)	Гидродинамика течения вблизи ПГ, вихреобразование
5	Угол установки лопаток основного завихрителя	Гидродинамика течения, величина и интенсивность зоны обратных токов, поле концентрации на выходе из зоны перемешивания и в объеме жаровой трубы

Первым этапом численных исследований по программе, приведенной в таблице 5.3, была первоначальная оценка влияния давления на входе в КС на процесс течения и перемешивания (без горения) в ней.

Параметры потока воздуха, остающиеся неизменными при изменении давления: температура, объемный расход (заданы условиями работы КС), средние осевая и окружная скорости потока (u и ω_r соответственно), динамическая вязкость (η или коэффициент внутреннего трения), число Струхаля ($Sh=uT/l$, где T - характерный интервал времени, l -

характерный размер, u -характерная скорость); число Маха ($M=u/c$, где u - скорость потока в рассматриваемом сечении и c - скорость звука в этом же сечении).

Для всех рассмотренных случаев течение внутри жаровой трубы является турбулентным ($Re>2000$). Поля скоростей, давления и плотности жидкости, движущейся под действием заданных внешних сил, находятся из решения уравнений движения и неразрывности. Жидкость считается слабосжимаемой (дозвуковые числа Маха и любые изменения плотности). Используется модель турбулентной жидкости, основанная на стандартной k - ε - модели турбулентности, в которой турбулентная вязкость μ_t выражается через величину k - ε следующим образом [67]:

$$\mu_t = C_\mu * \rho * k^2 / \varepsilon, \quad (5.16)$$

где k - турбулентная энергия [m^2/c^2], ε - скорость диссипации турбулентной энергии [m^2/c^3]

Основные величины, характеризующие течение в ЖТ, по которым будет вестись сравнительный анализ, перечислены ниже:

- доля массового расхода воздуха, участвующая в зоне рециркуляции, %

$$\overline{M}_{\text{рец}} = \frac{G_-}{G}, \quad (5.17)$$

где G_- - расход воздуха, имеющий отрицательную осевую скорость в исследуемом сечении, кг/с; G - общий расход воздуха в КС

- $\Delta_{C_{H_4}}$ неравномерность поля концентрации топлива на выходе из зоны перемешивания (формула 3.5),

где σ_c - максимальное отклонение концентрации горючего от средней в этом сечении концентрации (интегральное значение по сечению, безразмерная величина) (формула 2.1);

$C_{C_{H_4}}$ - среднеинтегральное значение концентрации горючего в данном сечении (безразмерная величина) (формула 2.2);

- степень крутки основного $S_{n_{\text{оз}}}$ и пилотного $S_{n_{\text{пз}}}$ завихрителей, где

$$S_n = \omega / u, \quad (5.18)$$

ω - окружная скорость в сечении на выходе из горелочного устройства; u - осевая скорость в том же сечении;

Турбулентная кинетическая энергия k и диссипация турбулентной энергии ε замыкают уравнения движения путем добавления влияния флуктуации средней скорости в виде турбулентной кинетической энергии и процесса уменьшения этой флуктуации за счёт вязкости (диссипации). В стандартной k - ε -модели решается 2 дополнительных уравнения для транспорта кинетической энергии турбулентности и транспорта диссипации турбулентности. Значения для k и ε получаются путем решения всей системы уравнений движения [2]:

-удельная турбулентная кинетическая энергия:

$$\bar{k} = k_i / k_{max}, \quad (5.19)$$

где k_i - значение турбулентной кинетической энергии в i -ом сечении жаровой трубы; k_{max} - максимальное значение турбулентной кинетической энергии по длине жаровой трубы

За границу зоны рециркуляции примем изолинии нулевой осевой скорости $u_z=0$ (см. рисунок 5.1). Эта граница характеризует длину зоны рециркуляции $L_{рец}$.

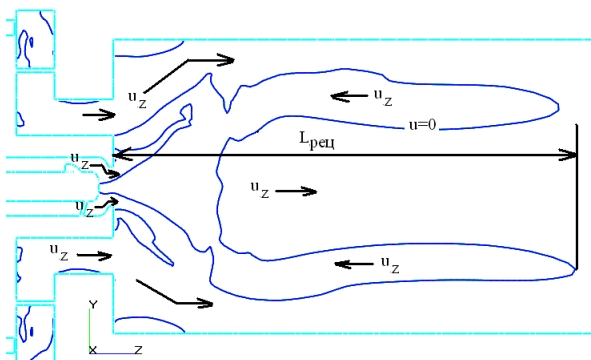


Рисунок 5.1 - изолинии нулевой осевой скорости, и длина зоны рециркуляции $L_{рец}$.

Базовые расчеты проведены для давлений перед КС 195 кПа и 400 кПа, при температуре воздуха на входе 293 К, коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1,93$ и подаче топлива только в основную горелку $PFR = 0\%$. Результаты расчета представлены в таблице 5.4.

Таблица 5.4 Влияние давления на параметры КС

Р, кПа	$L, мм$	$\Delta_{CH_4}, \%$	$\Delta P_{O_2}, \%$	$S_{n\ O_2}$	$\bar{u}_{O_2}, м/с$	$\bar{\omega}_{O_2}, м/с$	$S_{n\ n_2}$	$\bar{u}_{n_2}, м/с$	$\bar{\omega}_{n_2}, м/с$
195	1,13 \bar{X}	25	1,65	1,39	72	100	1,21	69	73
400	1,12 \bar{X}	19,4	1,71	1,38	72	98	1,14	69	66

Данные в таблице 5.4 и рисунок 5.2 показывают, что рост давления существенно не изменяет картины течения, но процесс перемешивания с ростом давления ускоряется - Δ_{CH_4} при низком и высоком давлениях составляет 25% и 19,4% соответственно.

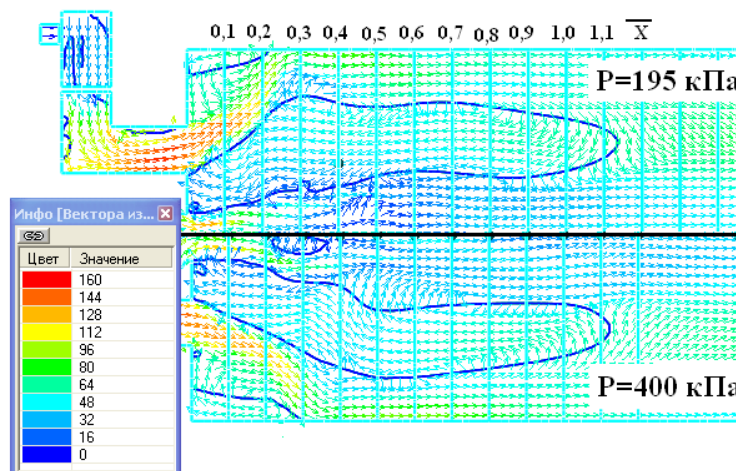


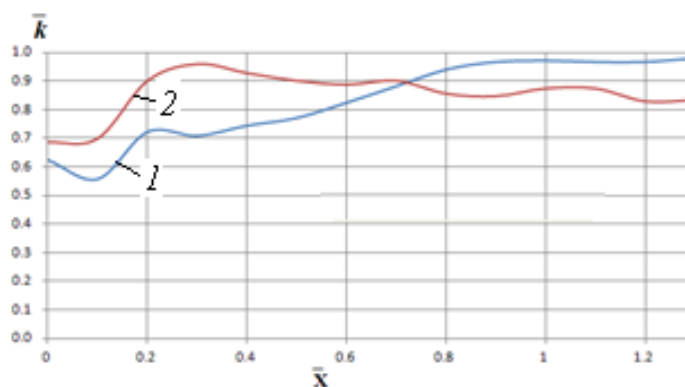
Рисунок 5.2 - поле векторов скорости и изолинии нулевой осевой скорости в продольном сечении КС при $P=195$ кПа и $P=400$ кПа.

Относительные доли воздуха $M_{\text{рец}}$, участвующие в центральной зоне рециркуляции (см. таблицу 5.5), в обоих случаях близки по величине:

Таблица 5.5 Доля воздуха рециркуляции, $M_{\text{рец}}$, % по длине жаровой трубы

\bar{X} $P, \text{кПа}$	0,6	0,7	0,8
195	30	27	20,7
400	26,8	28,7	22,6

Изменение удельной турбулентной энергии по длине жаровой трубы при разных значениях давления на входе в КС показано на рисунке 5.3.



1 - $P=195$ кПа; 2 - $P=400$ кПа

Рисунок 5.3 - удельная турбулентная кинетическая энергия \bar{k} по длине КС при разных давлениях на входе в КС

Зависимости удельной турбулентной кинетической энергии по длине КС имеют схожий характер, но на начальном участке ЖТ, в области наибольшей турбулентности, \bar{k} при 400 кПа лежит выше, чем \bar{k} при 195 кПа, чем и объясняется более быстрое перемешивание.

При увеличении давления несколько уменьшилась неравномерность ТВС на выходе из зоны предварительного смешения (см. таблицу 5.4 и рисунок 5.4).

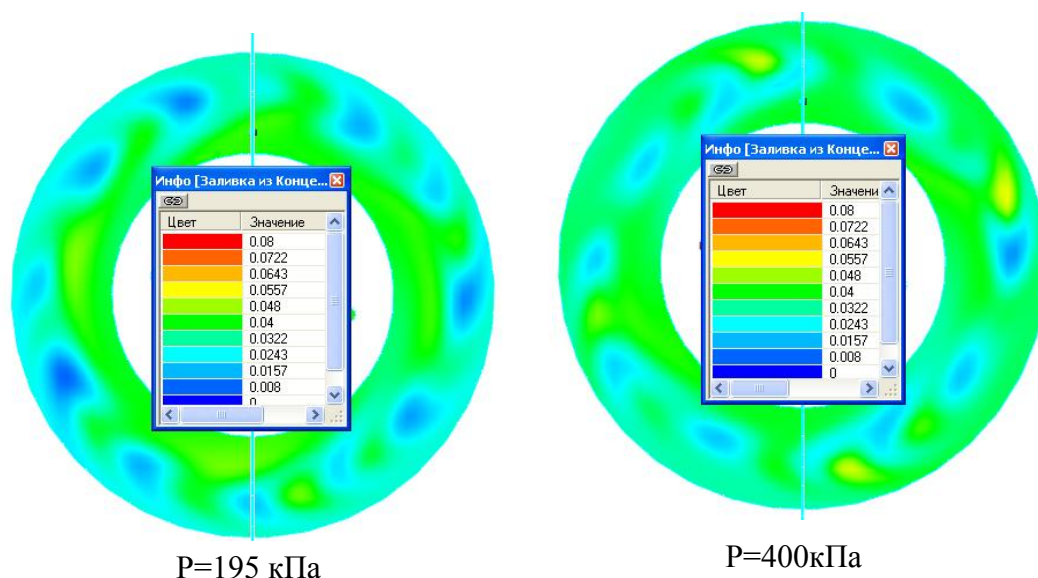


Рисунок 5.4 - поле концентрации в поперечном сечении КС на выходе из зоны предварительного перемешивания.

Проведенные расчеты показали, что с увеличением давления основные параметры течения (скорости, зона обратных токов, степень крутки) остаются постоянными. Удельная турбулентная кинетическая энергия возрастает, происходит незначительное улучшение перемешивания топлива и воздуха в зоне предварительного смешения.

Однако на процесс горения изменение давления в КС оказывает существенное влияние. При изменении давления на входе в КС изменяются: плотность (ρ), число Рейнольдса ($Re = D \bar{u} \rho / \eta$), турбулентная вязкость (μ_t), турбулентная энергия (k), турбулентная диссипация (ε) в потоке воздуха.

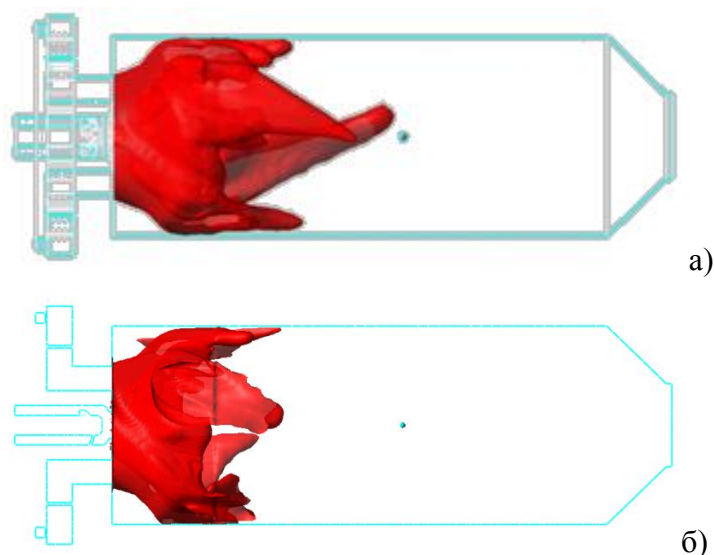
Для случая, когда концентрация реагентов поддерживается неизменной, скорость химических реакций измеряется количеством вещества, прореагировавшего в единице объема в единицу времени [$\text{кг}/(\text{с м}^3)$ или $\text{кмоль}/(\text{с м}^3)$], и рассчитывается следующим образом [44]:

$$\omega = dC/d\tau = K_0 p^{n_m} \exp(-Q_a/(RT)), \quad (5.20)$$

где C — концентрация реагента; τ — время; K_0 — константа столкновений, зависящая от природы и соотношения реагентов в смеси; p — давление; n_m — порядок химической реакции; Q_a — энергия активации, зависящая от природы реагентов, механизма реакции и параметров состояния; T — температура смеси, R — универсальная газовая постоянная.

При увеличении давления скорость химической реакции будет при прочих равных условиях увеличиваться. Поэтому изменение давления на входе в КС было включено в программу параметрических исследований, представленных в таблице 5.3.

На рисунке 5.5 показаны изоповерхности концентрации топлива, для разных давлений соответствующие его выгоранию на 90% от исходной концентрации при равномерной подаче топлива в основную зону $PFR=0\%$ и $\alpha=1.93$. Увеличение давления привело к укорочению зоны горения и смещению фронта пламени к горелке, что подтверждает аналитические представления. Кроме того, при высоком давлении видна более мелкая складчатая структура фронта, обусловленная более высокой турбулентностью.



a - давление 195 кПа; *б* - 400 кПа

Рисунок 5.5 - поверхность фронта пламени

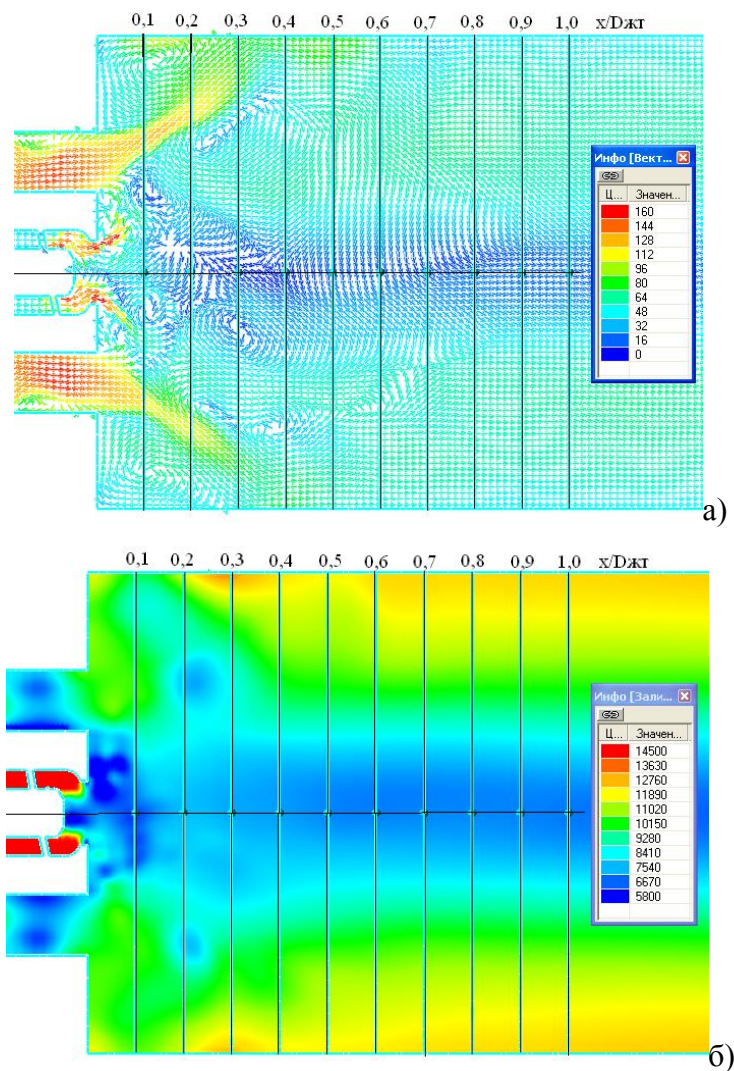
Имея данные о влиянии давления в КС на процессы течения, смешения и горения в ней, рассмотрим результаты параметрических исследований в последовательности, указанной в таблице 5.3.

В зависимости от изменения режимных параметров - коэффициента избытка воздуха (α) и доли топлива в пилотную горелку (PFR) определялись: полнота выгорания топлива, профиль тепловыделения по длине жаровой трубы и положение максимумов тепловыделения. Так же исследовалась связь процесса тепловыделения и изменения качества перемешивания ТВС(σ) за счет PFR и неравномерной раздачи топлива на входе основной горелки.

На рисунке 5.6 представлены определенные численно параметры движения воздуха в объеме жаровой трубы в виде полей векторов скорости и давления в продольном сечении при отсутствии горения. Поскольку потоки воздуха, поступающие в объем жаровой трубы из основной и пилотной горелок, закручены в противоположных направлениях, наблюдается сильная турбулизация потока на начальном участке жаровой трубы. По полю векторов скорости (рисунок 5.6, *a*) можно судить о зонах рециркуляции в КС, которые образуются по оси жаровой трубы и в углах у ее фронтальной стенки. Область максимальной турбулентности, связанная со

взаимным влиянием потоков из основной и пилотной горелок, имеет протяженность $\bar{X} \sim 0.7$. На рисунке 5.6, б видны области низкого давления (темные синие пятна) - вихревые структуры, зарождающиеся на внутренней и наружной краях пилотной горелки и срывающиеся с нее.

Такое поле течения характерно для большинства современных МЭКС, где реализованы технологии сжигания “бедных” предварительно подготовленных топливоздушных смесей (ТВС), что позволяет ограничивать температуры горения и обеспечивать низкие эмиссии оксидов азота при высокой полноте выгорания топлива в широком диапазоне режимов работы ГТУ.



а - векторов скорости, б - давления

Рисунок 5.6 - поля в продольном сечении КС

Расчет полей скорости и давления позволил определить места наибольшей энергии турбулентности потока воздуха и расположения зоны рециркуляции, стабилизирующей пламя. На рисунке 5.7 показано влияние такого течения на процесс горения топливоздушной смеси.

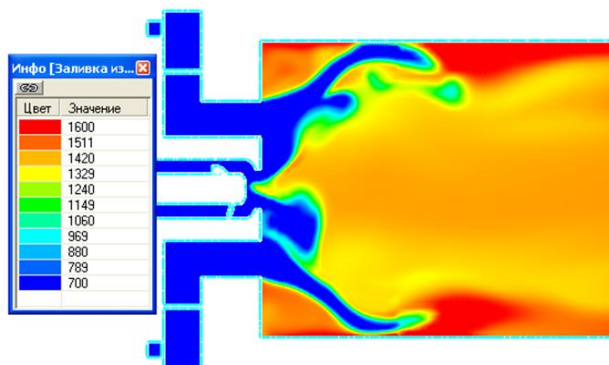


Рисунок 5.7 - поле температур в продольном сечении КС при $\alpha = 1.93$, $PFR=0\%$

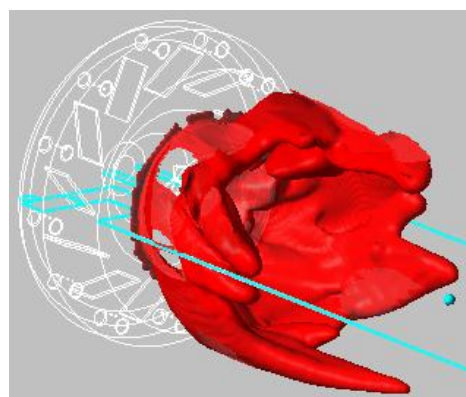


Рисунок 5.8 - поверхность фронта пламени при $\alpha = 1.93$, $PFR=0\%$

Поле температуры соответствует параметрам: $\alpha = 1.93$, $PFR=0\%$ (режим сжигания хорошо перемешанной топливовоздушной смеси без поддержки горения пилотным факелом). В лабораторных горелках однородная топливовоздушная смесь при равномерном течении в трубе сгорает в плоском фронте пламени, незначительной толщины. Однако в реальных МЭКС неравномерность скоростей потока не позволяет пламени стабилизироваться равномерно в сечении жаровой трубы, наблюдаются искривления фронта пламени и, как следствие, неравномерность поля температуры на начальном участке.

На рисунке 5.8 показана изоповерхность фронта пламени, представляющая собой волну химической реакции происходящей в слое толщиной 0,3-1 мм. Поверхность фронта пламени сильно искривлена и закручена по потоку, формируемому основной горелкой. В свою очередь, фронт пламени характеризует место положения в объеме КС максимального выделения тепла в результате химических реакций горения большей части топлива. Проведенные расчеты позволяют увидеть, что на участке жаровой трубы $\bar{X} < 0.7$ скорость, давление и температура потока t существенно неравномерны их градиенты велики. Максимальные тепловыделения сосредоточены в этой же зоне. Оба максимума: выделения энергии градиентов определяющих величин сосредоточены в объеме жаровой трубы вблизи горелочного устройства. Высокая неравномерность поля скорости, образование и срыв вихрей на этом участке жаровой трубы ($\bar{X} < 0.7$) периодически изменяют условия воспламенения и стабилизации пламени, вызывающие колебания тепловыделения.

Полученные в результате исследований данные по перемещению зоны максимального тепловыделения по длине КС и уменьшения его локальных значений, облегчают планирование стендовых испытаний и численных расчетов нестационарных процессов горения для изучения связей между нестационарным тепловыделением и акустическими колебаниями давления.

Влияние α и pfr на тепловыделения

Влияние подачи топлива (α , PFR) на неравномерность поля его концентраций (Δ_{CH_4}) анализировалось в двух характерных сечениях:

- сечение **I**, ниже по течению от фронтальной стенки жаровой трубы на $\bar{X}=0,05$, отражающее неравномерность на входе в жаровую трубу;
- сечение **M** максимального тепловыделения, отражающее неравномерность в зоне интенсивного горения.

Расстояние \bar{X} от фронтальной стенки жаровой трубы до сечения **M** - сечения максимального тепловыделения, использовавшееся в дальнейших расчетах, дано в таблице 5.6.

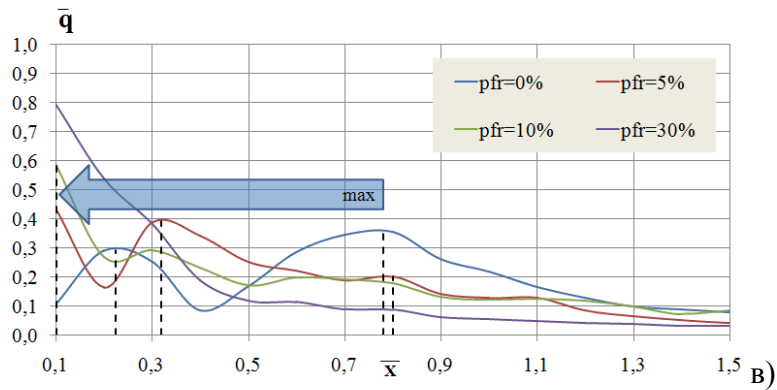
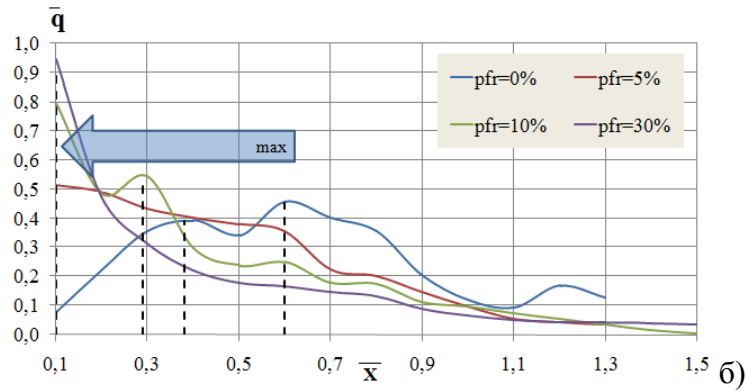
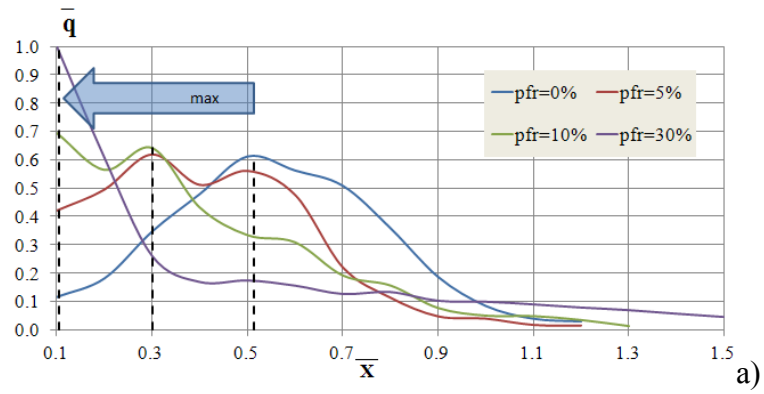
Таблица 5.6 Расположение сечения **M** максимального тепловыделения

α	1.93	2.0	2.2
PFR			
0	0,5	0,6	0,8
5%	0,3	0,01	0,01
10%	0,01	0,01	0,01
30%	0,01	0,01	0,01

Из таблицы 5.6 видно, что с увеличением доли топлива в ПГ (PFR) сечение с максимальным тепловыделением перемещается ближе к ГУ, и начиная с $PFR=5\%$ располагается вблизи горелки. Точно так же, уменьшение коэффициента избытка воздуха приводит к перемещению сечения максимального тепловыделения к ГУ.

На рисунке 5.9 и 5.10 представлены зависимости удельного тепловыделения по длине КС для разных коэффициентов избытка воздуха ($\alpha=1.93, 2.0, 2.2$) и разных долях пилотного топлива для разных давлений перед КС. На них видны перемещения зоны максимального тепловыделения.

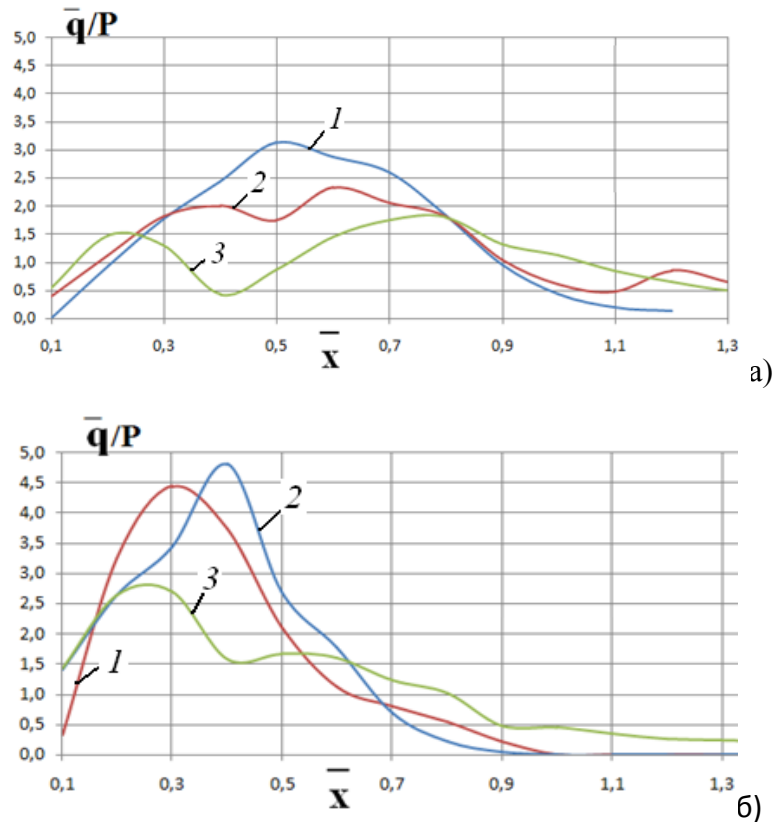
При сжигании ТВС без поддержки горения пилотным факелом, в зависимости от коэффициента избытка воздуха, максимум тепловыделения приходится на $\bar{X} \sim 0.5-0.8$. Таким образом, смесь проходит значительное расстояние, прежде чем создаются условия для воспламенения и выгорания основной массы топлива. Чем беднее смесь, тем дальше от фронтальной стенки жаровой трубы располагается зона максимального тепловыделения и тем меньше она по абсолютной величине. Наблюдается снижение тепловыделения в области $\bar{X} \sim 0,4-0,5$ (рисунок 5.9), вызванное уменьшением скорости протекания химических реакций и скорости нормального распространения пламени при уменьшении коэффициента избытка воздуха, в то время как скорости потока остаются практически неизменными.



$a - \alpha=1.93; б - \alpha=2.0; в - \alpha=2.2$

Рисунок 5.9 - удельное тепловыделение по длине жаровой трубы

Влияние забеднения ТВС на процесс горения и местоположение зоны максимального тепловыделения при изменении давления в КС представлено на рисунке 5.10.



a - $P=195$ кПа; *б* - $P=400$ кПа

Рисунок 5.10 - удельное тепловыделение по длине КС при равномерной подаче топлива,
 $PFR=0\%$

1 - $\alpha = 1.93$; 2 - $\alpha = 2.0$; 3 - $\alpha = 2.2$

Забеднение ТВС с $\alpha=1.93$ до 2.0 при увеличении давления не приводит к снижению абсолютного значения максимального тепловыделения. Максимум тепловыделения сдвигается с $\bar{X}=0.3$ на $\bar{X}=0.4$. Дальнейшее забеднение ТВС приводит к снижению абсолютного значения максимального тепловыделения. Кроме того, при $\bar{X}=0.4$ происходит снижение тепловыделения, вероятно связанное с взаимным влиянием течения и горения. Снижение тепловыделения в области $\bar{X}=0.4$ наблюдается и при давлении $P=195$ кПа уже при $\alpha=2.0$. Таким образом, при определенных значениях α смеси (для каждого давления своей), как при $P=195$ кПа, так и при $P=400$ кПа в области высоких скоростей и турбулентности ($0.3 < \bar{X} < 0.5$) происходит ухудшение воспламенения смеси, приводящее к уменьшению количества участвующей в горении ТВС и соответственно снижению тепловыделения в этой зоне.

Воспламенение и стабилизация пламени при увеличении α становится возможной ниже по потоку ($\bar{X} > 0.5$ на рисунок 5.9) и дальше в радиальном направлении от стенки жаровой трубы, где скорости потока ниже, что хорошо видно по полям температуры в продольном

сечении КС (рисунок 5.11). Часть ТВС, протекающая с превосходящей скоростью, чем возможно для ее воспламенения и стабилизации, "пролетает" не сгорая. Несгоревшее в этой области топливо догорает в конце центральной зоны рециркуляции. На рисунке 5.12 стрелками показаны места снижения тепловыделения на участках $\bar{X} \sim 0.4-0.5$, и увеличения на участке $\bar{X} > 0.9-1.0$.

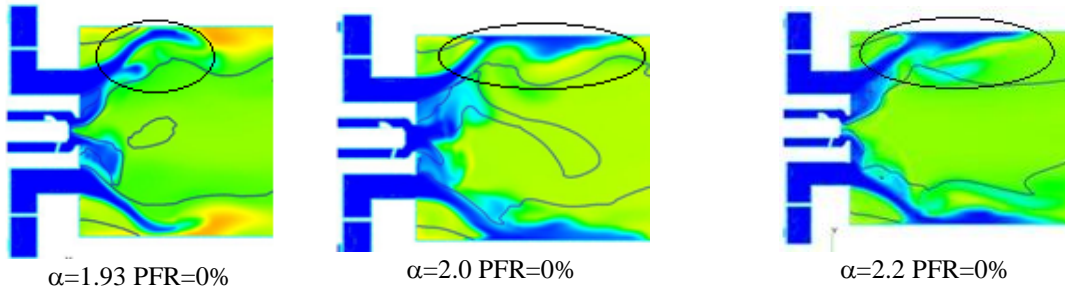


Рисунок 5.11 - поле температуры в продольном сечении КС при горении ТВС без пилотного факела и различных коэффициентах избытка воздуха

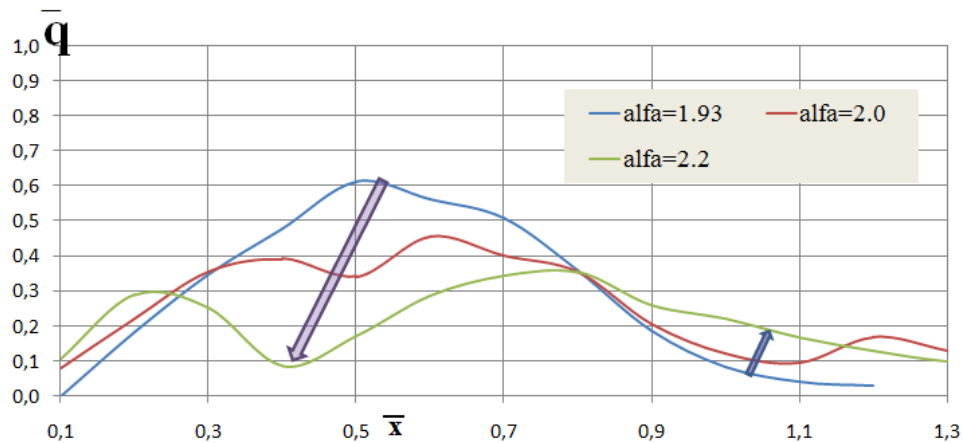


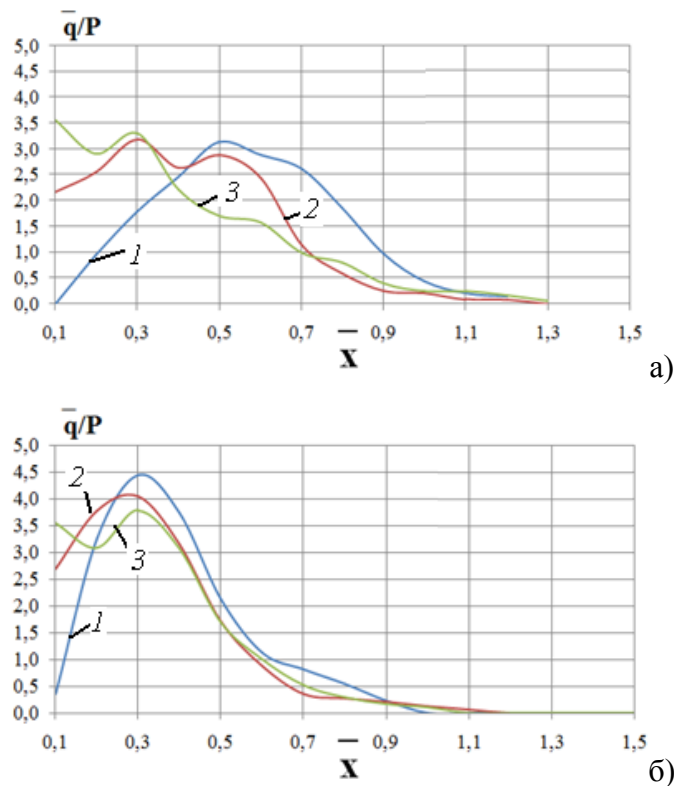
Рисунок 5.12 - удельное тепловыделение по длине жаровой трубы для $\alpha = \text{var}$, $PFR=0\%$

Увеличение доли пилотного топлива PFR (рисунок 5.9) приводит к смещению максимума тепловыделения к горелочному устройству. При малой доле пилотного топлива $PFR=5\%$ обнаруживаются снижение тепловыделения при $0.2 < \bar{X} < 0.4$ в зависимости от коэффициента избытка воздуха. При $PFR=10\%$ снижение тепловыделения для всех α происходит на участке $\bar{X} \sim 0.2$ (рисунок 5.9). Уменьшение тепловыделения на указанных участках связано с тем, что, перераспределяя часть топлива в пилотную зону, мы забедняем ТВС основной зоны, а это смещает процесс горения в область более низких скоростей потока. Вблизи пилотного факела происходит стабилизации горения части поступающей ТВС, недостаточной для воспламенения всего потока ТВС, движущегося с высокой скоростью вдоль стенки жаровой трубы. При $PFR=30\%$ энергии, выделяемой при горении пилотного факела, становится достаточно для воспламенения ТВС в широкой области вокруг него. Условия для сжигания основной массы ТВС наступают при включенной пилотной горелке раньше, однако в

области высоких скоростей вдоль стенки ЖТ забедненная ТВС не сгорает, ее дожигание происходит ниже по течению (рисунок 5.9).

Влияние подачи пилотного топлива на процесс горения и тепловыделения при различных давления в КС представлено на рисунке 5.13.

Подача пилотного топлива до $PFR=5\%$ при давлении $P=400$ кПа не оказывает существенного влияния на расположение зоны максимального тепловыделения, тогда как при давлении 195 кПа наблюдается снижение тепловыделения в области $0.3 < \bar{X} < 0.4$. При подаче 10% топлива в пилотную зону характер тепловыделения по длине жаровой трубы при различных давлениях идентичен. В обоих случаях прослеживается уменьшение тепловыделения в области $0.1 < \bar{X} < 0.2$.



a - $P=195$ кПа; *б* - $P=400$ кПа

Рисунок 5.13 - тепловыделение по длине жаровой трубы при $\alpha=1.93$ и $PFR = \text{var}$ при:

1 - $PFR = 0\%$; *2* - $PFR = 5\%$; *3* - $PFR = 10\%$

Таким образом, увеличение давления в два раза приводит к различиям в процессе горения предварительно перемешанной ТВС:

- уменьшается длина выгорания топлива (факел укорачивается);
- зона максимального тепловыделения располагается ближе к фронтальному устройству;
- при большем давлении максимум тепловыделения больше по абсолютному значению и сконцентрирован в более короткой части длины жаровой трубы;

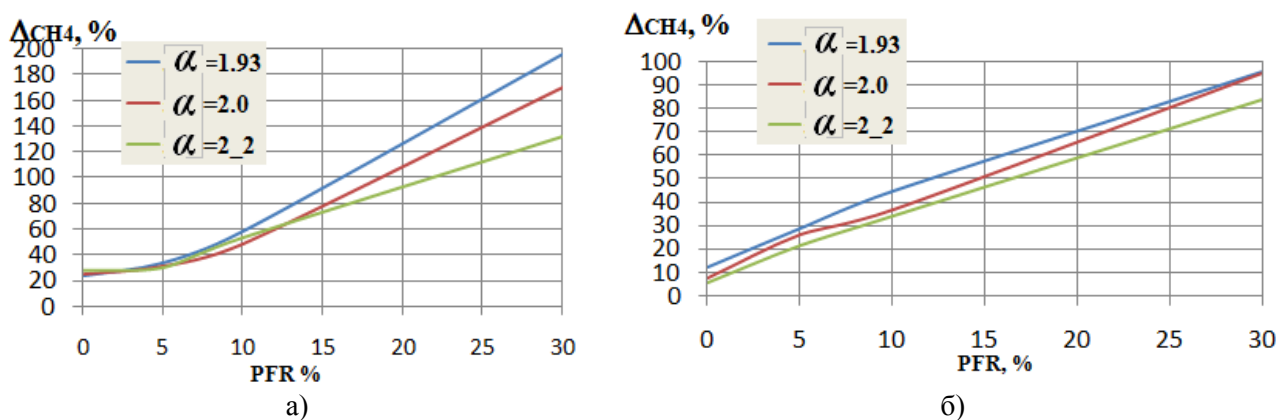
- с увеличением давления чувствительность процесса воспламенения ТВС к условиям течения потока сдвигается в область больших α .

Все вышеперечисленные эффекты течения и горения, происходящие при повышении рабочего давления необходимо учитывать при проектировании и стендовых испытаниях КС.

Анализ процессов смесеобразования и горения проводится в двух характерных поперечных сечениях:

- сечение, удаленное от фронтальной стенки жаровой трубы на расстоянии $\bar{X}=0.05$;
- сечение максимального тепловыделения в жаровой трубе (рисунок 5.9).

Для этих сечений зависимости неравномерности поля концентрации от доли пилотного топлива PFR при различных коэффициентах избытка воздуха α показаны на рисунке 5.14.



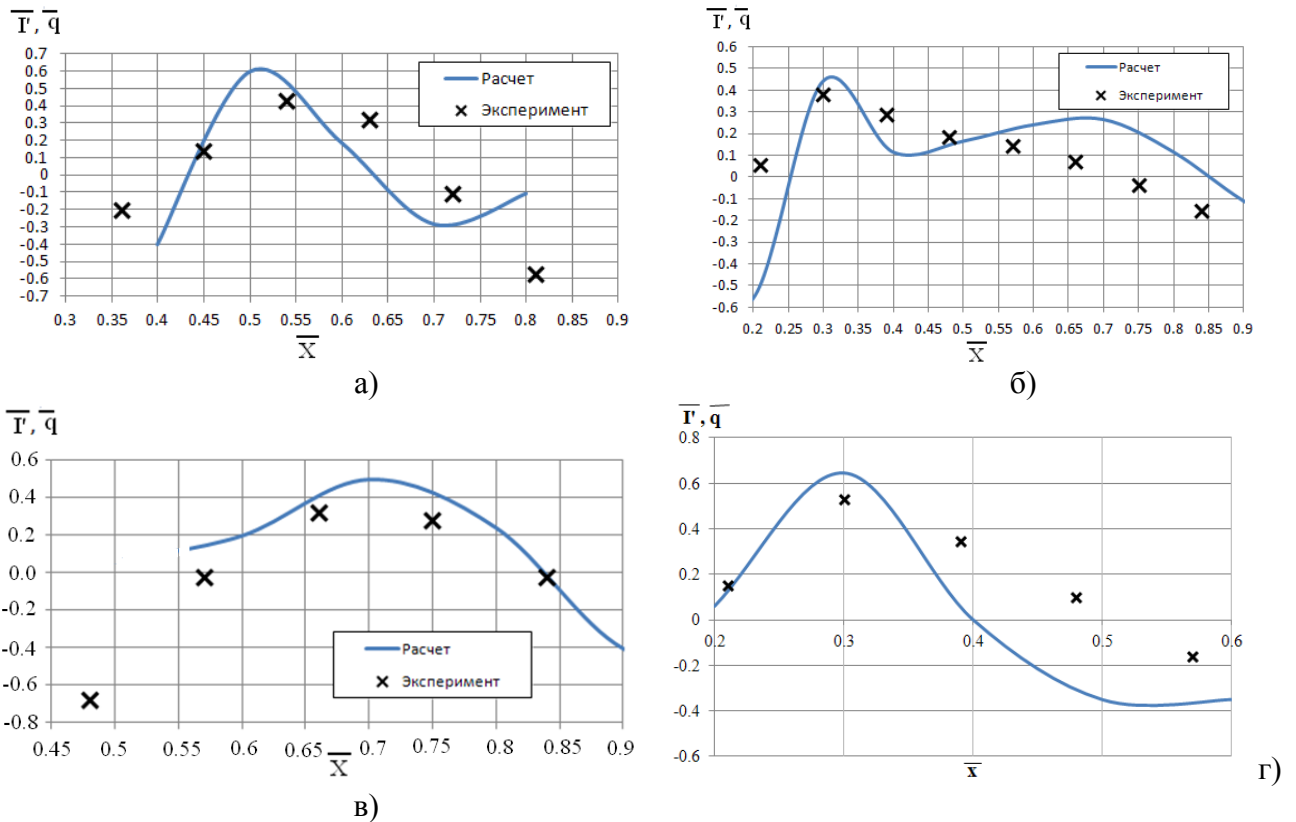
а - $\bar{X}=0.05$, б - максимального тепловыделения в жаровой трубе

Рисунок 5.14 - зависимость неравномерности концентрации топлива от доли пилотного топлива при различных коэффициентах избытка воздуха α в сечениях

В сечении $\bar{X}=0.05$ неравномерность поля концентрации ТВС при $PFR = 0...5\%$ не зависит от коэффициента избытка воздуха КС, однако при увеличении PFR повышается влияние α . Неравномерность концентрации в этом сечении тем выше, чем меньше α , т.е. чем “богаче” топливовоздушная смесь - увеличение расхода топлива при постоянном расходе воздуха ухудшает качество смешения.

В сечении максимального тепловыделения для всех вариантов зависимости неравномерности поля концентрации от доли пилотного топлива близки к линейным, графики для всех вариантов имеют одинаковый наклон, что говорит об идентичном влиянии увеличения PFR на неравномерность в данном сечении. Однако чем смесь богаче, тем неравномерность поля концентрации выше.

На рисунке 5.15 показаны распределения по длине КС средних по высоте пульсаций светимости I' на доминирующей частоте. Там же показаны распределения тепловыделения по длине ЖТ. Значения доминирующей частоты, замеряемые по пульсациям светимости и давления, совпадают с высокой точностью.



a - $\alpha = 1.7$; б - $\alpha = 1.8$; в - $\alpha = 1.9$; г) $\alpha = 1.8$ PFR = 20% (Приложение 2)

Рисунок 5.15 - сравнение расчетного тепловыделения и экспериментально замеренной пульсации светимости по длине КС при PFR = 0%

График зависимости тепловыделения по длине ЖТ характеризует процесс выгорания топлива, а место расположения максимума его значения указывает на поперечное сечение ЖТ, в котором процесс выгорания наиболее интенсивен. График зависимости пульсации светимости по длине ЖТ показывает как изменяется интенсивность колебаний фронта пламени. Максимум пульсаций светимости показывает сечение ЖТ в котором эти колебания имеют наибольшую амплитуду. Как видно из рисунка 5.15, максимум пульсации светимости, полученной экспериментально, расположен по длине ЖТ в том же сечении, что и максимум тепловыделения, рассчитанного в CFD.

Максимум I' совпадает с максимумом \bar{q} благодаря вращению по потоку сложной складчатой структуры фронта пламени (рисунок 5.8). Максимальные амплитуды пульсации светимости существуют в сечении максимального подвода энергии.

Таким образом, косвенно, экспериментом подтверждается правильность оценки расположения фронта пламени по расположению сечения с максимальным тепловыделением. Оптический доступ, высокоскоростная съемка возможны лишь на модельных камерах сгорания на испытательных экспериментальных стендах. Численные исследования можно проводить для любых КС при натуральных условиях. Использование анализа по расположению максимума

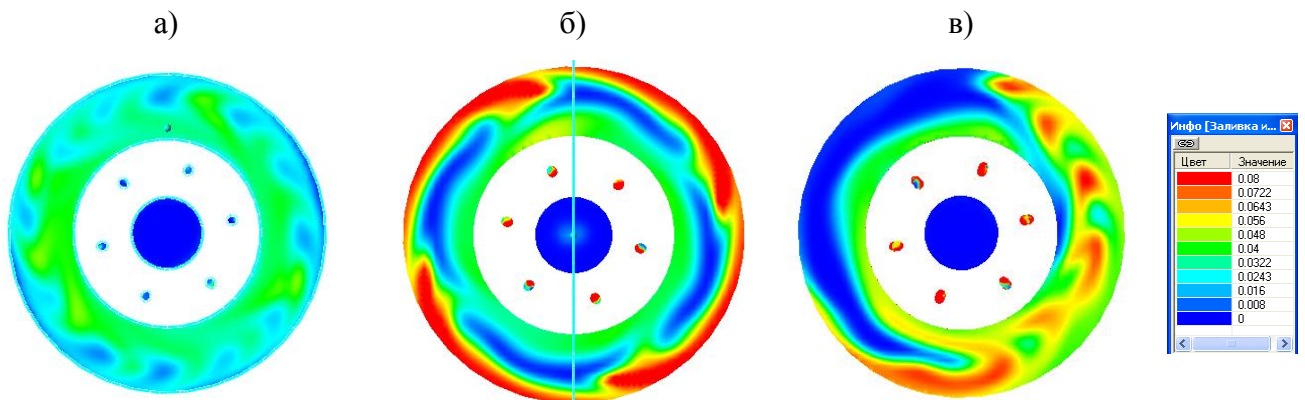
тепловыделения и знаний по перемещению его в объеме ЖТ позволит осуществлять доводку КС, организовав процесс горения в устойчивой гидродинамической области.

Влияние окружной неравномерности ТВС на процесс тепловыделения

Создание окружной неравномерности ТВС на выходе из горелки – известный способ подавления неустойчивости горения за счет создания неравномерного поля температуры в объеме камеры сгорания. Окружная неравномерность поля концентрации создавалась двумя способами:

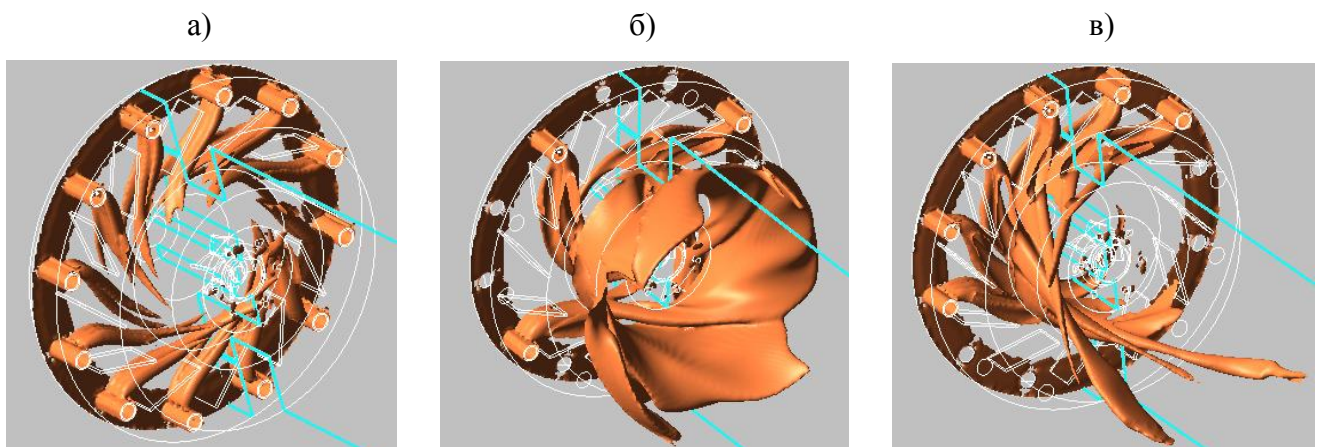
1. подача топлива в четыре трубки из двенадцати, расположенные равномерно по окружности основной горелки (в одну поступает, в последующие 2 нет и т.д., рисунок 5.16б и 5.17б);

2. подача топлива только в половину (шесть) трубок основной горелки (рисунок 5.16в и 5.17в), расположенных последовательно друг за другом.



а - равномерная подача топлива; б - подача в 4 трубки; в - подача в половину трубок

Рисунок 5.16 - поле концентрации топлива на выходе из зоны предварительного перемешивания основной горелки:



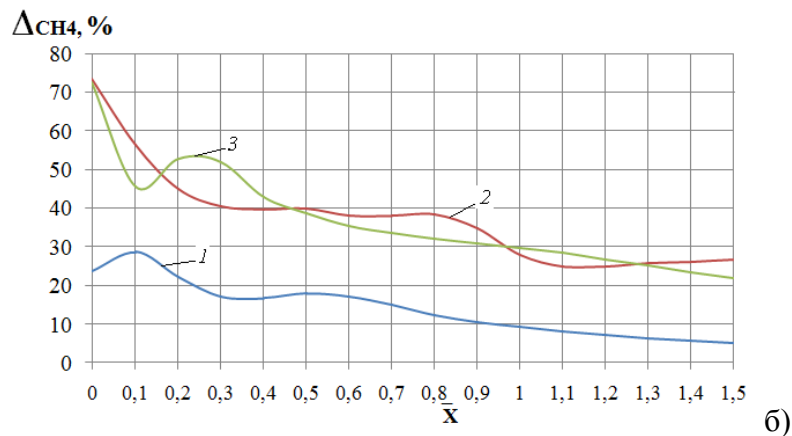
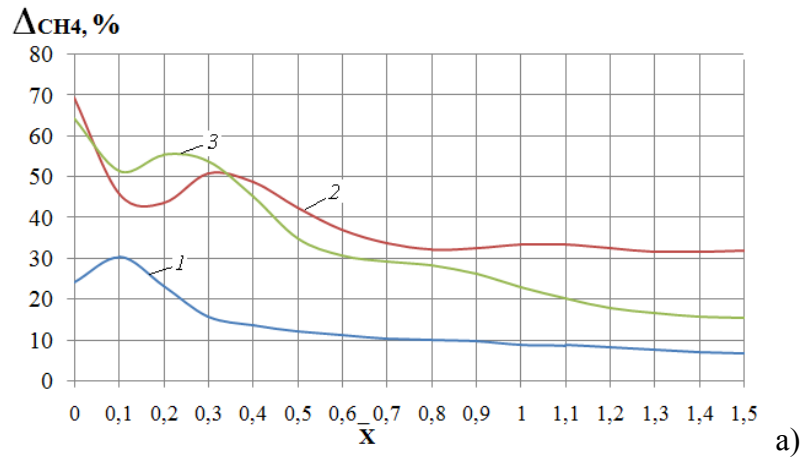
а - равномерная подача топлива; б - подача в 4 трубки; в - подача в половину зоны

Рисунок 5.17 - изоповерхности концентрации топлива в горелке и объеме жаровой трубы

На рисунке 5.16 представлены поля концентрации топлива на выходе из горелки. В этих вариантах неравномерность поля концентрации, созданная способом 1 (рисунок 5.16, б) из-за увеличения расхода топлива в каждую из трубок забогачает смесь по внешним краям и обедняет по внутренним краям кольцевого сечения на выходе из горелки. Неравномерность поля концентрации, организованная способом 2, создает в основном крупномасштабную окружную неравномерность (рисунок 5.16, в).

Визуализация перемешивания ТВС в объеме жаровой трубы при помощи построения изоповерхности концентрации топлива определенного значения (рисунок 5.17), позволяет увидеть, как происходит размыв топливных струй в горелочном устройстве и в жаровой трубе. При равномерной подаче топлива струи метана размываются еще до выхода из зоны смешения (рисунок 5.17, а). Топливо, поступающее в четыре топливных трубки, в зоне перемешивания размывается по окружности, организуя непрерывную изоповерхность в окружном направлении, но в радиальном направлении перемешивание топлива происходит уже на определенном расстоянии от горелочного устройства (рисунок 5.17, б). Подача топлива в половину топливных трубок позволяет сохранить заданную неравномерность к выходу из горелки, а размыв топливных струй происходит уже внутри жаровой трубы. На рисунке 5.17, в хорошо видно как струи топлива движутся вместе с закрученным потоком воздуха, постепенно смешиваясь с ним и образуя спиралевидную дорожку. Из-за большего расхода топлива в каждую трубку эти струи размываются на большей длине.

На рисунке 5.18 показаны распределения по длине жаровой трубы неравномерности концентрации Δ_{CH_4} при трех различных способах раздачи основного топлива (рисунок 5.16 и 5.17) при давлении 195 кПа и 400 кПа соответственно.



a - $P=195$ кПа; *б* - $P=400$ кПа

Рисунок 5.18 - неравномерность концентрации топлива по длине жаровой трубы для различных вариантов подачи основного топлива: 1 - равномерно; 2 - в 4 трубки; 3 - в половину

Из рисунка 5.18 следует, что при создании неравномерного поля концентрации как способом 1, так и 2 на протяжении участка жаровой трубы $\bar{X} < 1.5$ неравномерность поля концентрации существенно выше, чем в исходном варианте. Характер неравномерности поля концентрации по длине КС одинаков для обоих способов и близок по абсолютным значениям, однако, как мы видели из рисунков 5.16 и 5.17, принципиально отличается в окружном и радиальном направлении. В случаях неравномерной подачи топлива анализ, полей концентраций и зон тепловыделения необходим еще и в окружном и радиальном направлениях сечений с максимальным тепловыделением, по длине КС.

Распределения слабо зависят от давления воздуха на входе и имеют схожий характер, что хорошо видно из рисунка 5.18.

Процессы горения и тепловыделения для вариантов с неравномерной подачей топлива в основную зону анализировались по распределению тепловыделения по длине жаровой трубы (рисунок 5.19). На графике для сравнения вариантов показано тепловыделение при равномерной подаче топлива.

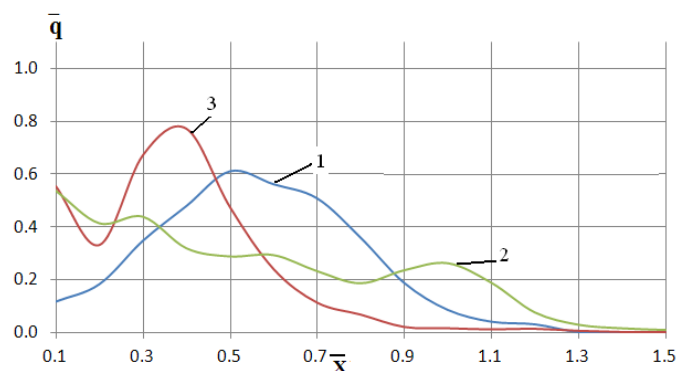
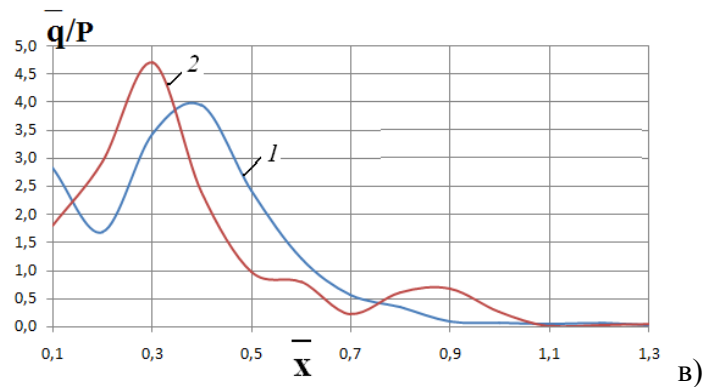
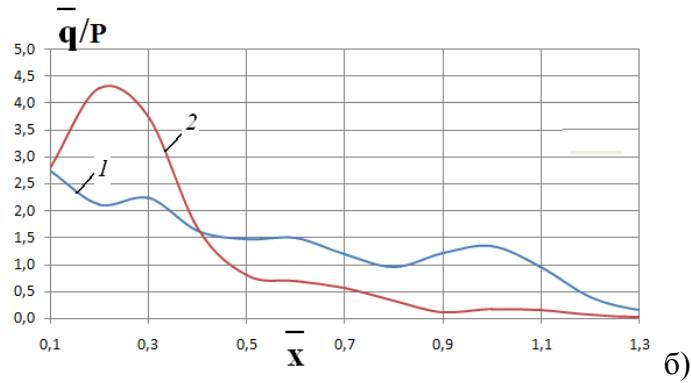
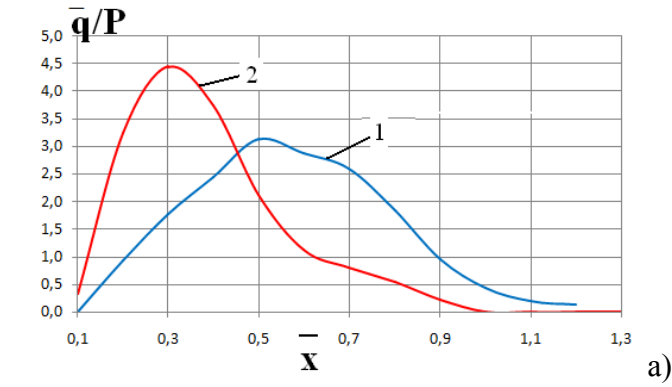


Рисунок 5.19 - зависимость удельного тепловыделения по длине жаровой трубы от варианта подачи основного топлива при 195 кПа: 1 - равномерная подача топлива 2 - подача топлива в четыре трубки; 3 - подача топлива в половину трубок.

Создание неравномерности способом 1 привело к растянутой по длине жаровой трубы зоне тепловыделения, имеющей невысокое по сравнению с исходным абсолютное значение максимального тепловыделения. Однако, в отличие от исходного варианта, процесс выгорания горючего начинается сразу у горелочного устройства. Зависимость носит плавный нисходящий характер.

Создание неравномерности способом 2, напротив, привело к увеличению максимального значения тепловыделения по сравнению с исходным. Произошло смещение зоны максимального тепловыделения ближе к горелочному устройству, так как ТВС локально стала более богатой и условия ее воспламенения наступили раньше, чем в базовом варианте, в области более высоких скоростей потока. В области $\bar{X}=0.2$ наблюдается снижение тепловыделения, вероятно связанное с высокими скоростями потока, влияющими на процесс горения в этой зоне, однако по абсолютной величине тепловыделение на этом участке превосходит тепловыделение на этом же участке базового варианта.

Влияние давления на расположение максимума тепловыделения при неравномерной подаче топлива в ОГ показано на рисунке 5.20. При увеличении давления происходит не только рост абсолютного значения тепловыделения, но и перемещение максимальной зоны тепловыделения ближе к ГУ. Этот процесс характерен для всех рассмотренных случаев раздачи основного топлива. Максимум тепловыделения приходится на сечения $\bar{X}=0,2-0,3$ для давления $P=400$ кПа и $\bar{X}=0,4-0,5$ для давления $P=195$ кПа (рисунок 5.20). Зона локального снижения тепловыделения (рисунок 5.20 б, в $0,1 < \bar{X} < 0,2$), наблюдаемая при $P=195$ кПа и возникающая под влиянием структуры течения потока на воспламенение ТВС, при давлении $P=400$ кПа не наблюдается.



a - равномерная подача топлива в; *б* - подача топлива в четыре трубки; *в* - подача топлива в половину трубок

Рисунок 5.20 - удельное тепловыделение приведенное к давлению для $\alpha=1.93$

1 - $P = 195$ кПа; 2 - $P = 400$ кПа

Изменение раздачи топлива в основную горелку с равномерной на неравномерные варианты при $P=400$ кПа не приводит к перемещению и искажению зоны максимального тепловыделения, как это наблюдается для $P=195$ кПа. Несмотря на то, что в области $\bar{X}=0,2-0,3$ расположена зона сильной турбулентности и вихреобразования (рисунок 5.6), зона максимального тепловыделения имеет в ней устойчивый максимум.

Влияние длины зоны предварительного перемешивания на процесс тепловыделения

Увеличение длины зоны предварительного перемешивания (ЗПП) ТВС основной горелки приводит к:

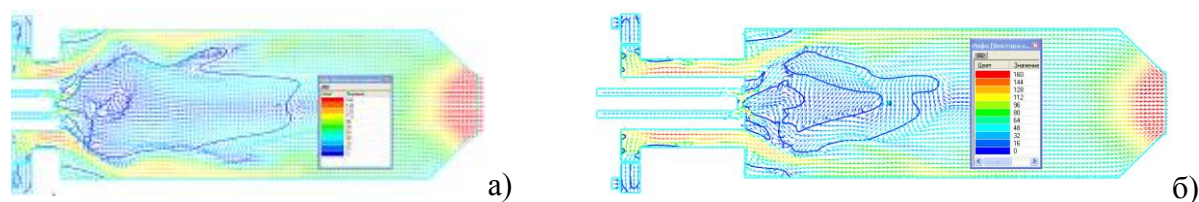
- увеличению времени пребывания в канале смешения, что может оказать влияние на продольные колебания в КС, связанные с подачей топлива и воздуха;
- улучшению перемешивания топлива и воздуха к выходному сечению зоны смешения, что уменьшает вероятность возникновения колебаний тепловыделения связанных с окружной и радиальной неравномерностью ТВС;
- уменьшению угла крутки потока на выходе из зоны перемешивания, что ведет к уменьшению угла раскрытия потока, уменьшению окружной скорости потока и изменению зоны обратных токов, и также может оказать влияние на форму и положение фронта пламени;
- уменьшению Струхалевской частоты образования и срыва вихрей при уменьшении угла крутки и модуля скорости потока, срывающегося с пилотной горелки;
- изменению взаимодействия круток между основным и пилотным потоками воздуха, влияющих на частоту и интенсивность вихреобразования.

Ниже приведены результаты сравнительных расчетов процесса горения для двух вариантов длины ЗПП ($L_{зпп}$):

- $L_{зпп} = 30$ мм (базовый вариант);
- $L_{зпп} = 90$ мм.

Давление воздуха на входе в КС 195 кПа, температура 400°C, коэффициент избытка воздуха горелочного устройства $\alpha=1.93$, доля топлива в пилотную зону $PFR=0\%$.

На рисунках 5.21 - 5.24 для обоих вариантов изображены поля скорости и температуры в продольном сечении КС, фронт пламени в объеме жаровой трубы и поля концентрации в поперечном сечении на выходе из основной зоны.



a - длина ЗПП 30 мм; *б* - длина ЗПП 90 мм

Рисунок 5.21 - поле скорости и изолинии нулевой осевой скорости в продольном сечении КС

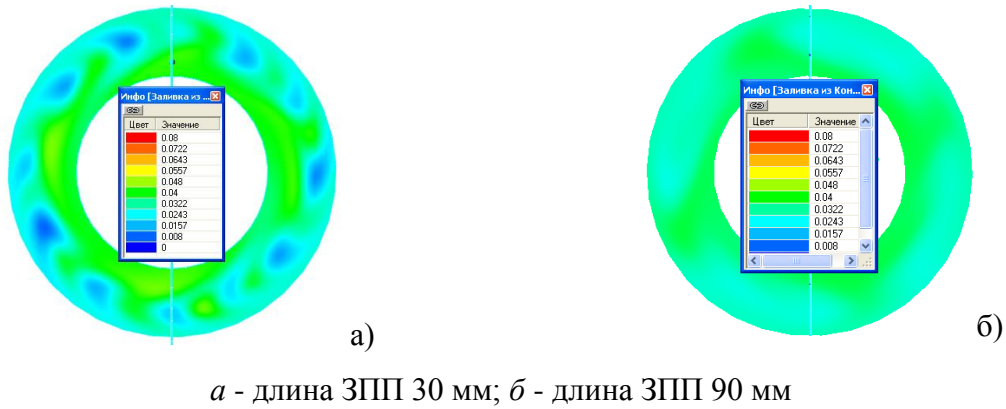


Рисунок 5.22 - поле концентрации в поперечном сечении на выходе из зоны смешения

Поле концентрации при $L_{зпп}=90$ мм существенно более равномерно, поэтому влияние на рабочий процесс длины зоны перемешивания качественно такое же, как при других способах выравнивания поля.

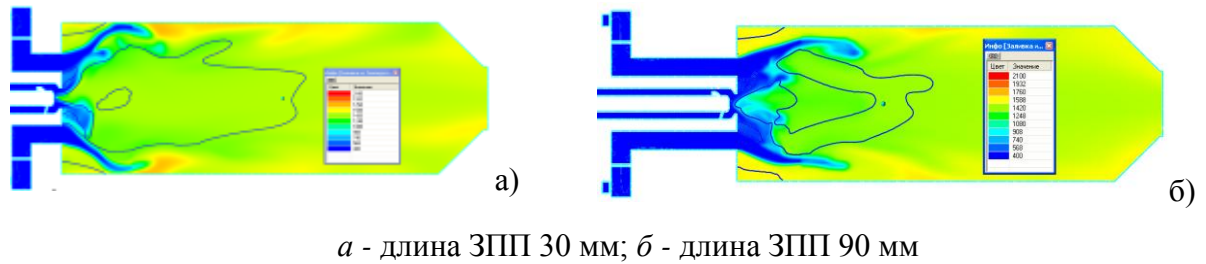


Рисунок 5.23 - поле температуры в продольном сечении КС

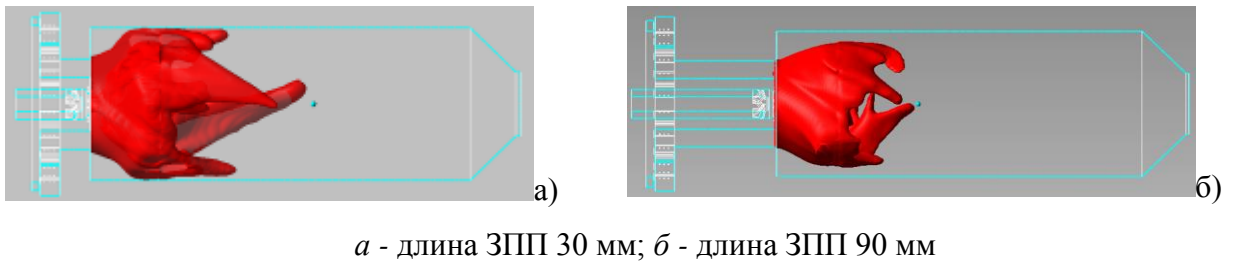


Рисунок 5.24 - поле выгорания горючего в продольном сечении КС

На рисунке 5.25 показаны графики удельного тепловыделения по длине жаровой трубы. При увеличенной ЗПП максимум тепловыделения приходится на относительную длину $\bar{X} = 0,4$ тогда как при $L_{зпп}=30$ $\bar{X} = 0,5$. Процесс горения при $L_{зпп}=30$ мм заканчивается раньше ($\bar{X} = 1,1$).

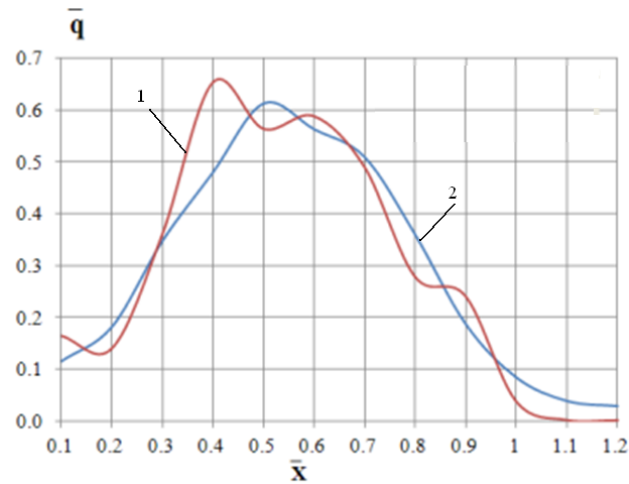
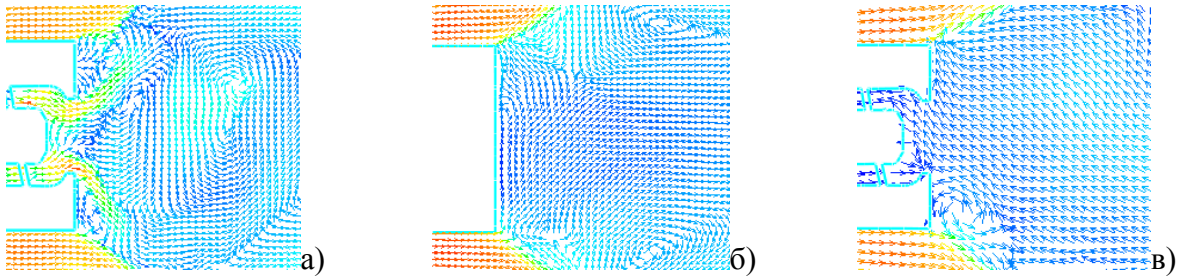


Рисунок 5.25 - удельное тепловыделение по длине жаровой трубы для двух вариантов длины ЗПП: 1 - $L_{зпп} = 30$ мм; 2 - $L_{зпп} = 90$ мм

Увеличение длины ЗПП привело к уменьшению неравномерности поля концентрации на выходе из основной горелки. Уменьшение окружной скорости потока, выходящего из основной горелки, и увеличение равномерности ТВС привели к укорочению и сужению фронта пламени. Это привело к смещению фронта пламени в область низких скоростей с их малым изменением по радиусу КС. Эпюры тепловыделения по длине КС аналогичны, однако максимум тепловыделения в базовом варианте находится несколько дальше по потоку и имеет меньшее абсолютное значение. Численные исследования показали, что возможно использовать длину канала перемешивания основной горелки не только как фактор, повышающий равномерность ТВС, но и для воздействия на процесс течения и горения в жаровой трубе. Не оказывая существенного влияния на конструкцию горелочного устройства можно влиять на устойчивость горения.

Влияние воздуха пилотной горелки на процесс тепловыделения

На устойчивость горения может влиять организация течения воздуха через пилотную горелку. В базовом варианте, через пилотную горелку в объем жаровой трубы поступает 5% воздуха от общего расхода на горелочное устройство. Завихрители пилотной и основной горелок выполнены с противоположными направлениями крутки. Такая организация потоков основной и пилотной горелок приводит к их сильному взаимодействию на границе и задает определенный характер течения (см. рисунок 5.6). Расчеты проведены для вариантов пилотной горелки, показанных на рисунке 5.26 для температуры и давления воздуха 400 С и 195 кПа при $\alpha=1.93$, $PFR=0\%$.



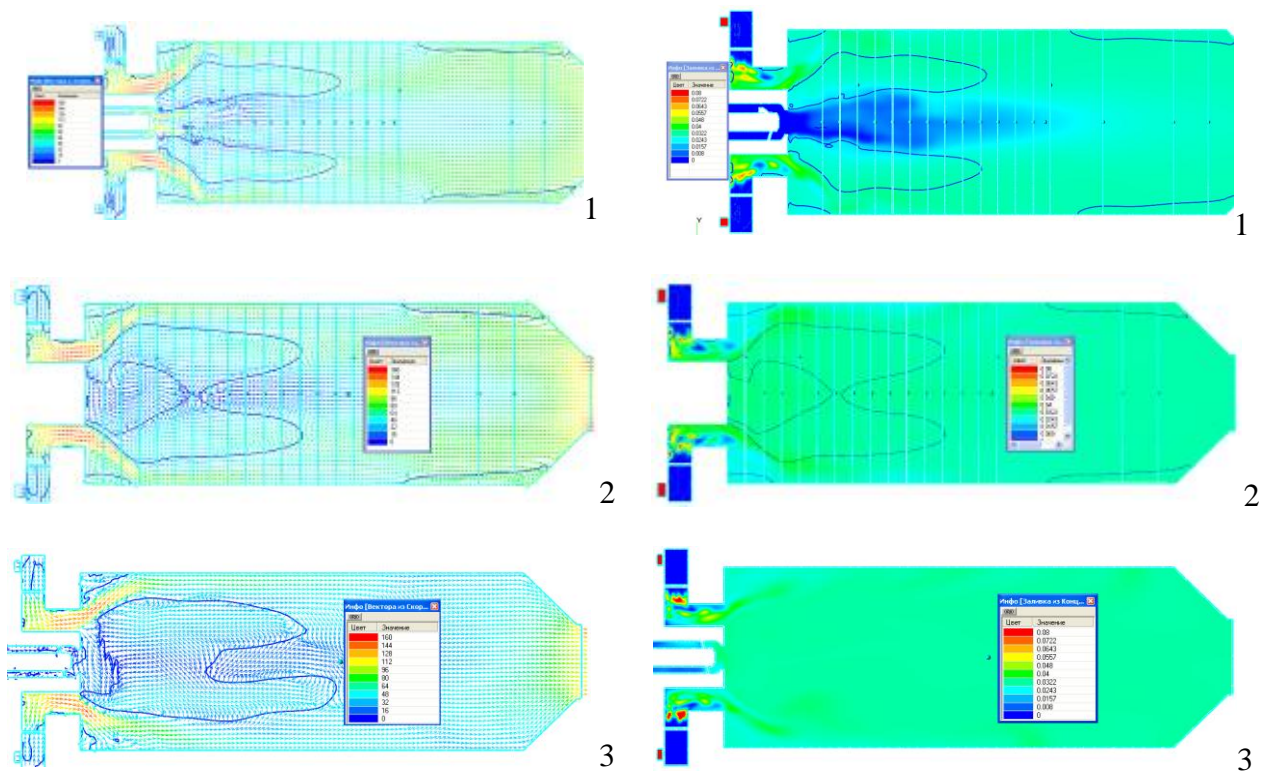
a - базовый вариант (вариант 1); *б* - в ПГ установлена заглушка (вариант 2); *в* - не подается воздух через пилотную горелку, без изменений геометрии ПГ (вариант 3)

Рисунок 5.26 - поле векторов скорости в продольном сечении КС вблизи ПГ

Результаты расчетов течения без горения представлены в таблице 5.7 и на рисунках 5.27 и 5.28.

Таблица 5.7 Результаты расчетов течения без горения

N варианта	$L_{\text{рец}}, \text{ мм}$	$\Delta \text{CH}_4, \%$	$\Delta P_{\text{КС}}, \%$
1	1,13 \bar{X}	25	4,98
2	1,2 \bar{X}	25	5,0
3	1,35 \bar{X}	25	4,99



1- базовый, 2- закрыта ПГ, 3- не подается воздух в ПГ

Рисунок 5.27 - поля скорости (слева) и поля концентрации (справа) с изолиниями нулевой осевой скоростью для вариантов

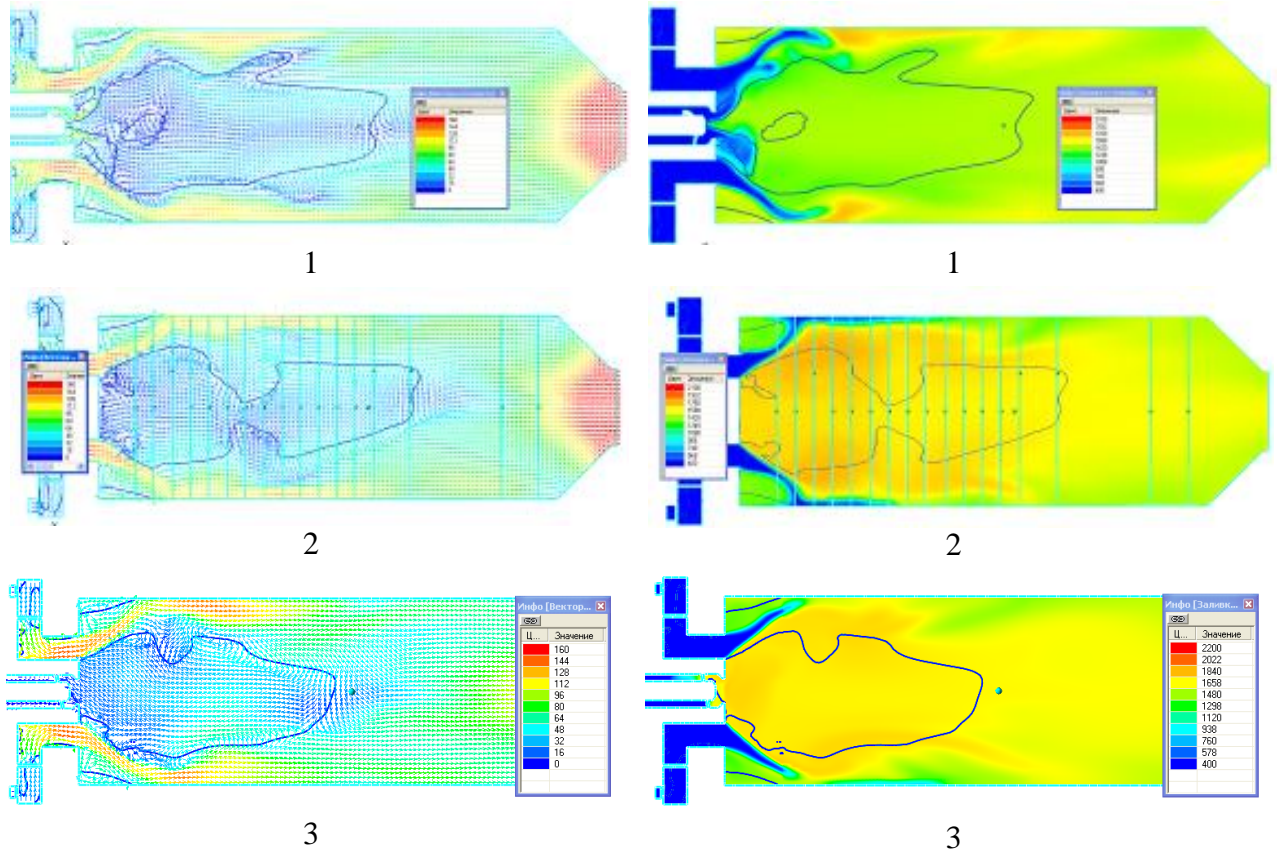
В вариантах 2 и 3 поля концентрации существенно отличаются от базового варианта. В базовом варианте происходит заобеднение смеси по центру КС. В двух других вариантах благодаря зоне обратных токов за пилотной горелкой в центре жаровой трубы, ТВС в центре становится богаче, чем вдоль стенки (рисунок 5.27) при одинаковом поле концентрации на выходе из основной горелки.

Влияние изменения центральной пилотной зоны на процесс горения оценивался по: полноте выгорания топлива на выходе КС, расположению максимума тепловыделения по длине жаровой трубы, равномерности поля температуры в объеме жаровой трубы.

Поля скорости и температуры представлены на рисунке 5.28. Полнота выгорания топлива на выходе из КС для всех рассмотренных вариантов составляет 100%.

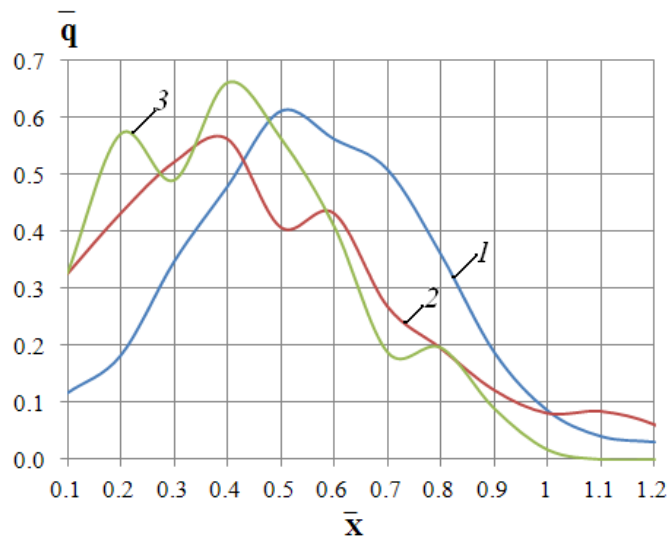
Поскольку поля концентрации для вариантов 2 и 3 отличаются от базового (рисунок 5.27), то и поля температуры в объеме жаровой трубы также имеют существенные различия (рисунок 5.28). В базовом варианте область вблизи горелочного устройства холодная за счет воздуха пилотной горелки и области высоких скоростей потока ТВС, поступающего из основной горелки (стабилизация факела еще невозможна, она становится возможна ниже по потоку, когда скорости вдоль стенки падают). В вариантах 2 и 3 не происходит захлаживания центра КС, скорости за ПГ низкие, концентрация ТВС высокая, соответственно факел стабилизируется непосредственно на ПГ и способствует поджиганию ТВС, поступающей с высокой скоростью из основной горелки. Вследствие этого, температура на оси жаровой трубы выше в вариантах 2 и 3 и более равномерна по ее объему, в отличие от базового варианта, когда центральная часть, заобедненная пилотным воздухом, имеет меньшую температуру чем температура вдоль стенки жаровой трубы (рисунок 5.28). Неравномерность поля температуры в объеме жаровой трубы в базовом варианте выше, особенно в области близкой к горелочному устройству.

В вариантах 2 и 3 процесс выгорания вблизи горелочного устройства протекает более интенсивно, чем для базового (рисунок 5.29). Максимум тепловыделения для этих вариантов расположен ближе к ГУ. Процесс горения заканчивается раньше по длине КС чем для варианта 1. В варианте 3, за счет того, что факел стабилизируется внутри пилотной горелки, кривая выгорания идет круче (максимум при $\bar{X} = 0.4$), чем у варианта 2. Рассмотренные варианты могут изменить устойчивость горения за счет перемещения факела в начало и к оси жаровой трубы.



1- базовый; 2- вариант 2; 3- вариант 3

Рисунок 5.28 - поле скорости (слева) и поле температуры в продольном сечении КС (справа) для пилотной зоны



1- базовый; 2- вариант 2; 3- вариант 3

Рисунок 5.29 - удельное тепловыделение по длине жаровой трубы при разных вариантах центральной пилотной зоны

Результаты стендовых испытаний подтвердили, что при снижении доли воздуха в ПГ на 60% происходит уменьшение на порядок амплитуды пульсаций давления.

Расчетные исследования показали, что уменьшение доли воздуха в ПГ приводит, с одной стороны, к меньшему взаимодействию потоков воздуха основной и пилотной горелок, тем самым снижается гидродинамическая неустойчивость вблизи ГУ. С другой стороны, к перемещению максимальных тепловыделений к ГУ и к оси КС, в область устойчивого возвратного течения. Таким образом, достигается двойное воздействие на стабилизацию фронта пламени в области гидродинамической стабильности, что способствует повышению устойчивости работы КС.

Влияние крутки основного завихрителя на процесс тепловыделения

Изменение угла установки лопаток завихрителя основной горелки изменяет гидродинамику течения внутри жаровой трубы, следовательно, влияет на взаимодействие течения и горения.

Течение в жаровой трубе рассчитано для трех вариантов угла установки лопаток завихрителя основной горелки (рисунок 5.30):

Вариант 1 - 34 градуса;

Вариант 2 - 58 градусов (базовый);

Вариант 3 - 68 градусов.

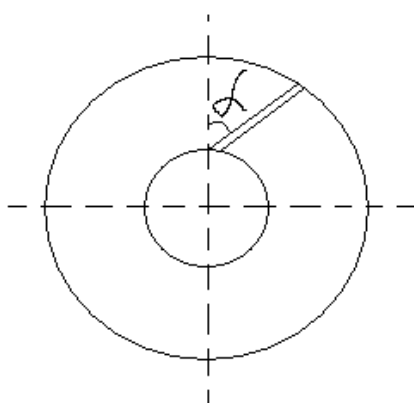


Рисунок 5.30 - схема установки лопатки ОЗ с обозначением угла наклона лопатки

Сравнение проведено по следующим параметрам:

- длина (L_{pec}) и форма центральной зоны рециркуляции;
- доля воздуха, участвующего в рециркуляции (M_{pec});
- степень перемешивания топлива и воздуха на выходе из зоны рециркуляции (σ_{CH4});
- потери давления в зоне предварительного перемешивания основной горелки (ΔP_{OF});
- средняя осевая (u_{oz}) и окружная (ω_{oz}) скорости на выходе из зоны предварительного перемешивания основной горелки;
- профили осевой (u) и окружной (ω) составляющих скорости в сечениях, удаленных от фронтальной стенки жаровой трубы на 5 мм ($\bar{X}=0,05$) и 40 мм ($\bar{X}=0,4$);
- степень крутки на выходе из зоны перемешивания ($S_n = \omega_{oz}/u_{oz}$);

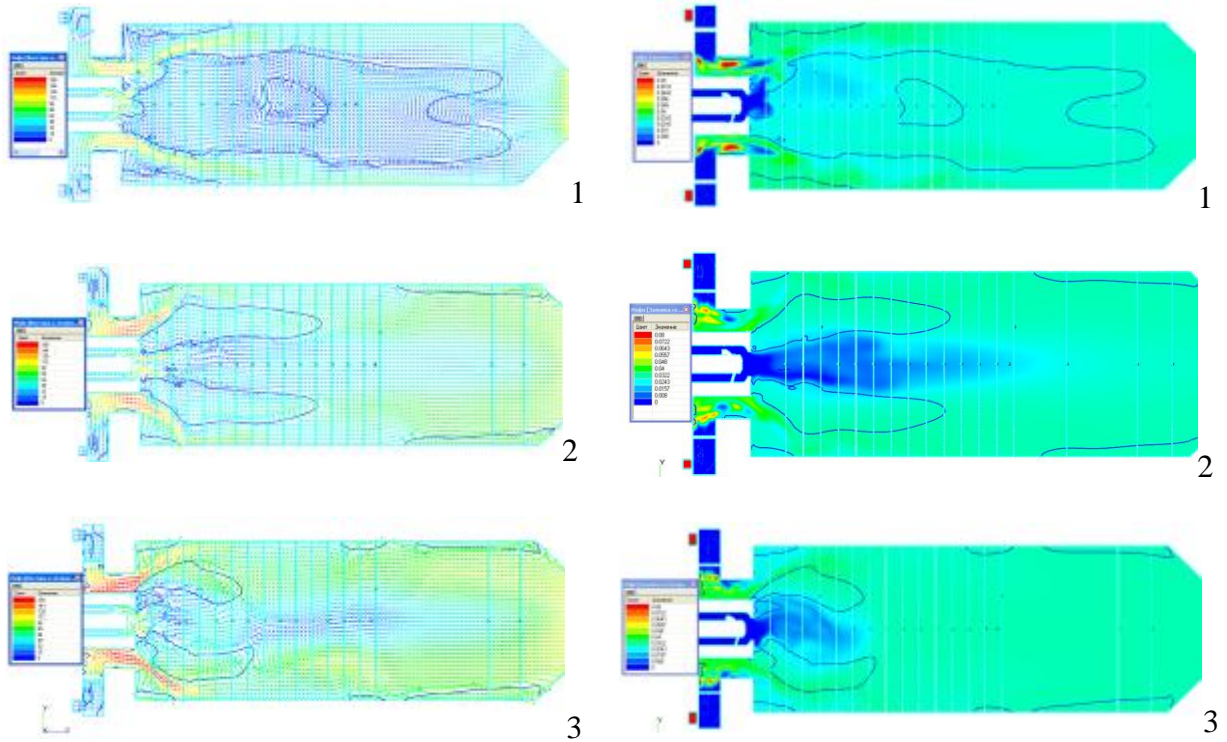
- изменение средней по сечению турбулентной энергии (k), концентрации (C_{CH_4}) и степени перемешивания по длине КС.

Расчет выполнен для режима $\alpha=1.93$, $PFR=0\%$, $T_e = 400$ С, $P_e = 195$ кПа. Полнота выгорания топлива на выходе из КС для всех вариантов установки лопаток на этом режиме составляет 100%.

Основные результаты расчетов представлены в таблице 5.8, и на рисунках 5.31 и 5.32.

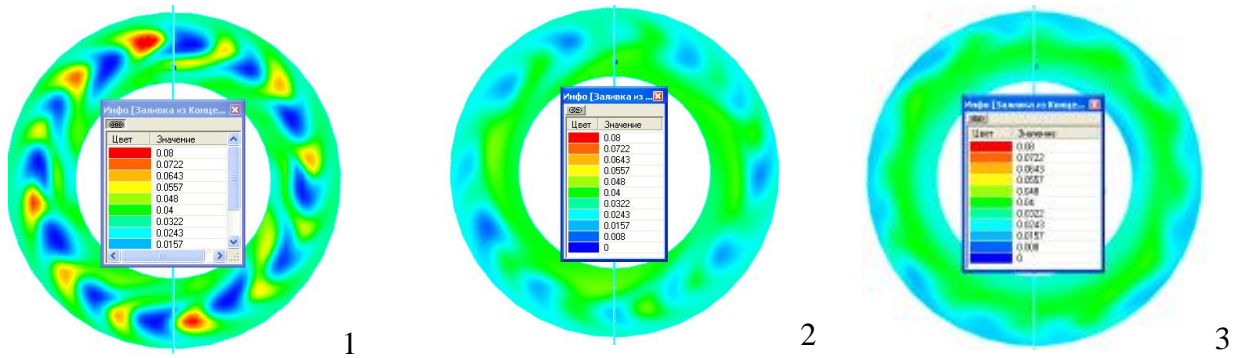
Таблица 5.8 Результаты расчета процесса течения без горения

№ варианта	$L_{рец}, мм$	$\sigma_{CH_4}, \%$	$k, м^2/с^2$	$M_{рец}, \%$	$\Delta P_{ог}, \%$	$\Delta P_{КС}, \%$	S_n	$\bar{u}_{O_2}, м/с$	$\bar{\omega}_{O_2}, м/с$
1	2,4 \bar{X}	1,6	130	12,9	1,65	3,44	0,5	72	35
2	1,13 \bar{X}	0,8	240	17,1	1,9	4,98	1,39	72	100
3	0,8 \bar{X}	0,75	600	23,6	2,6	7,2	1,63	72	116



1- 34 градуса; 2- 58 градусов; 3- 68 градусов

Рисунок 5.31 - поля скорости (слева) и поля концентрации (справа) с изолиниями нулевой осевой скоростью для угла установки лопаток



1- 34 градуса; 2- 58 градусов; 3- 68 градусов

Рисунок 5.32 - поле концентрации на выходе из основной зоны

При увеличении угла установки увеличивается перепад давления на основной горелке и на всей камере сгорания. Улучшается перемешивание топлива и воздуха в зоне перемешивания основной горелки (таблица 5.8 и рисунок 5.32). Центральная зона рециркуляции уменьшается (рисунок 5.31) и деформируется из эллиптической (при угле 34 градуса) с отрицательным приосевым течением в торообразную (углы 58, 68 градусов), с положительным приосевым течением.

Профили осевой и окружной скоростей и концентрации топлива на выходе из зоны предварительного перемешивания в зависимости от угла установки лопаток показаны на рисунках 5.33 и 5.34.

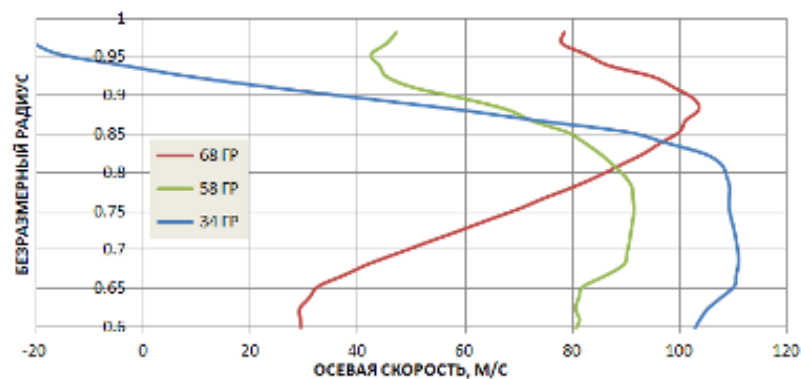


Рисунок 5.33 - изменение осевой скорости в сечении на выходе из зоны перемешивания по высоте канала смешения

Чем больше угол установки лопаток, тем выше по радиусу основного канала располагается максимум осевой скорости (рисунок 5.33), влияние пограничного слоя у наружной стенки канала уменьшается.

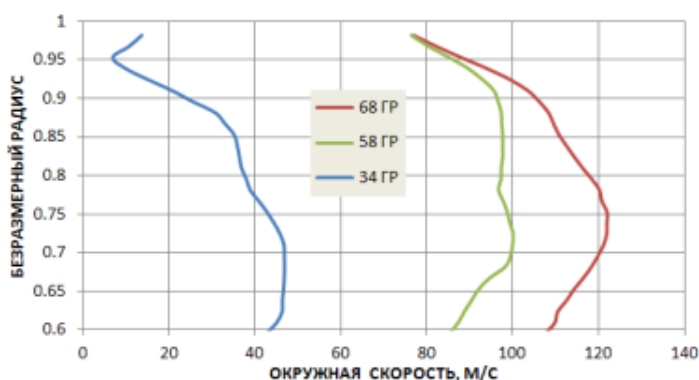


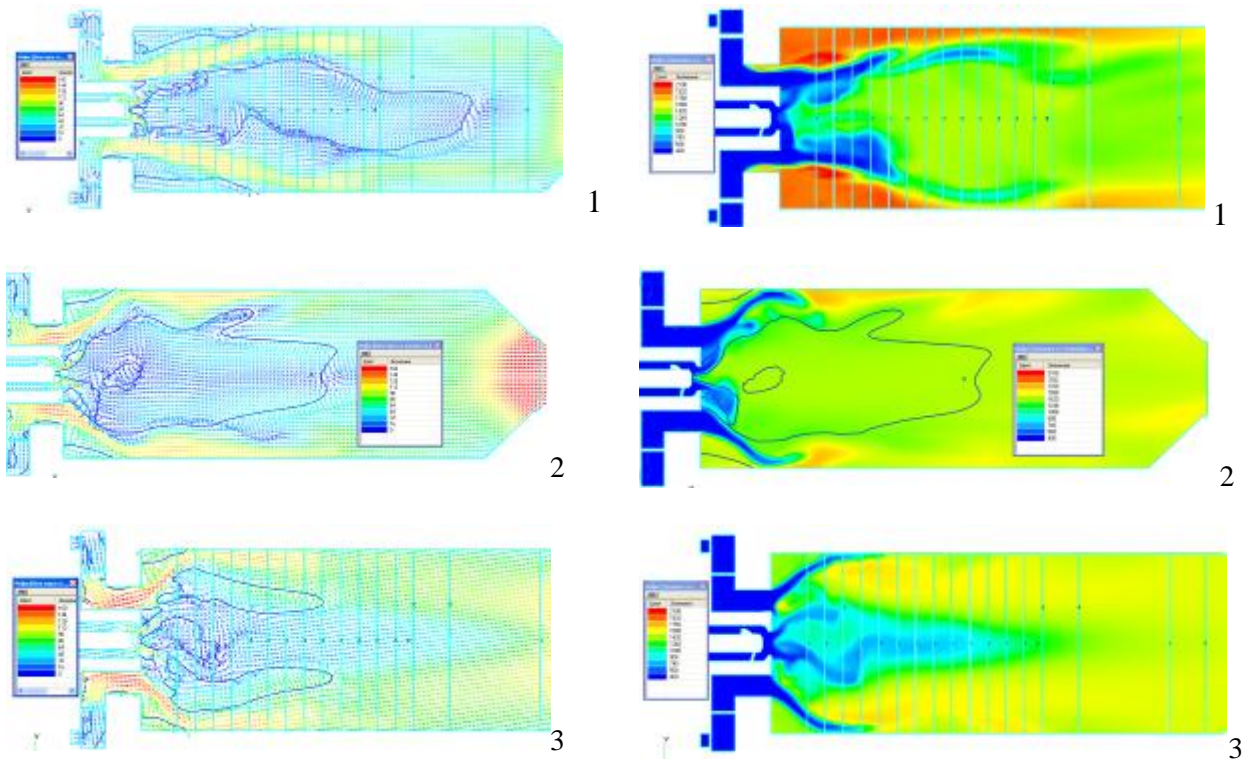
Рисунок 5.34 - изменение окружной скорости в сечении на выходе из зоны перемешивания по высоте канала смешения

Окружная скорость возрастает пропорционально увеличению угла установки, при этом профили окружной скорости носят схожий характер для всех рассмотренных вариантов (рисунок 5.34).

Профиль концентрации на выходе из зоны перемешивания основной горелки при увеличении в ней угла установки лопаток завихрителя выравнивается и отклонение местных значений концентрации от среднего по сечению уменьшается. Для вариантов 2 и 3 угла установки лопаток, ТВС на выходе из зоны перемешивания обогащена к центру (рисунок 5.32). В варианте 1 поле концентрации имеет большую окружную и осевую неравномерности. По центральной окружности выходного канала наблюдаются чередования зон высокой и низкой концентрации ТВС (рисунок 5.32). Их количество соответствует количеству топливораздающих трубок и лопаток завихрителя. Такой профиль концентрации приводит к тому, что в поперечных сечениях жаровой трубы, расположенных вблизи горелочного устройства более богатая ТВС оказывается вблизи боковой стенки КС (рисунок 5.31). В вариантах 2 и 3 этого не происходит.

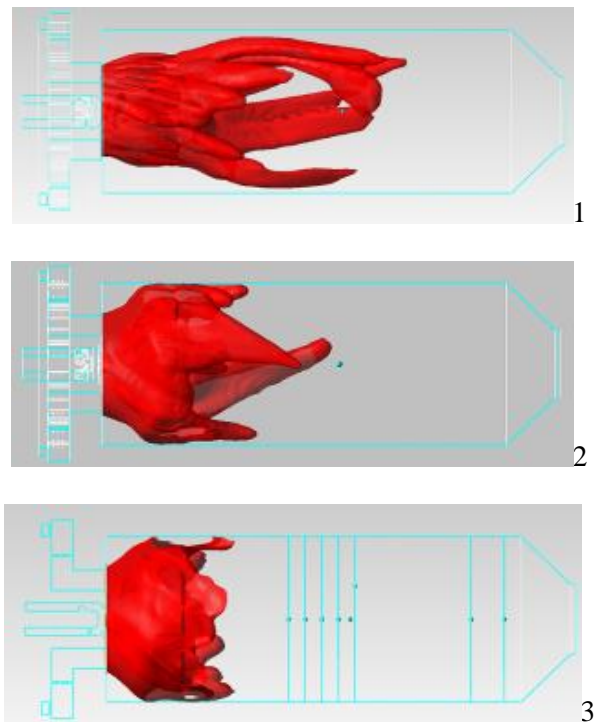
Влияние угла установки лопаток на процесс горения оценивался по: расположению максимума тепловыделения по длине жаровой трубы, равномерности поля температуры в объеме жаровой трубы.

Поля скорости и температуры представлены на рисунке 5.35. Фронт пламени в объеме жаровой трубы показан на рисунке 5.36.



1- 34 градуса; 2 - 58 градусов; 3 - 68 градусов

Рисунок 5.35 - поле скорости в продольном сечении КС (слева) и поле температуры в продольном сечении КС (справа) для углов установки лопаток



1- 34 градуса; 2 - 58 градусов; 3 - 68 градусов

Рисунок 5.36 - фронт пламени в объеме жаровой трубы для угла установки лопаток

В варианте 1 область горения начинается сразу у фронтальной стенки жаровой трубы. Поскольку ТВС плохо перемешана, температура в объеме КС сильно неравномерна и имеет высокие пиковые значения. Топливо выгорает на 2/3 длины жаровой трубы. В варианте 2 температурная неравномерность присутствует на начальном участке жаровой трубы. Наибольшие значения температуры наблюдаются вблизи стенки КС, однако их значения существенно ниже, чем у варианта 1 (рисунок 5.35). Факел стал короче. В варианте 3 высоких локальных температур в объеме жаровой трубы не наблюдается, факел короткий. По оси жаровой трубы горения не наблюдается.

На рисунке 5.36 показан график зависимости удельного тепловыделения по длине ЖТ. Видно, что увеличение угла крутки относительно базового способствовало незначительному смещению максимума тепловыделения к ГУ, но привело к существенному росту его абсолютной величины (более равномерная смесь сгорает в более компактной зоне). Уменьшение угла крутки потока привело к характеру изменения тепловыделения по длине ЖТ, схожему с подачей топлива в пилотную горелку $PFR=10\%$ и выше (рисунок 5.9), однако в этом случае максимум температур расположен вдоль стенок ЖТ, а в случае пилотного топлива вдоль оси. Максимум тепловыделения лежит на границе ГУ и ЖТ.

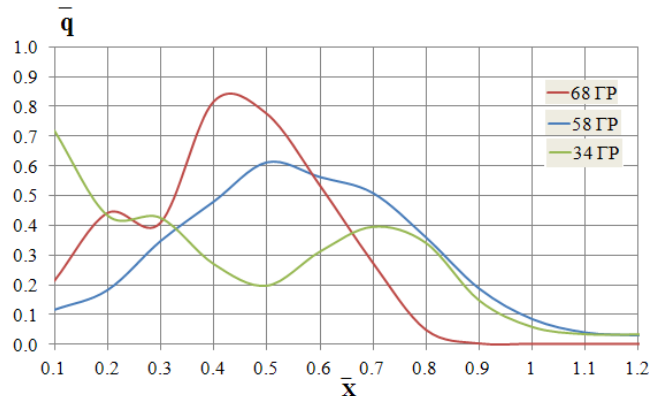


Рисунок 5.37 - удельное тепловыделение по длине жаровой трубы при разных углах установки лопаток завихрителя основной горелки

Увеличение угла установки лопаток основного завихрителя приводит к локализации максимума тепловыделения на меньшей длине жаровой трубы (рисунок 5.37), укорачиванию фронта пламени и увеличению абсолютного значения максимального тепловыделения. Достижимое за счет увеличения крутки улучшение перемешивания ТВС приводит к снижению локальных температур горения, что способствует снижению образования NO_x .

Уменьшение угла установки ухудшает перемешивание в ЗПП, что сказывается на росте локальных температурных максимумов, увеличивается время пребывания смеси ЖТ, что приведет к росту NO_x , удлинится фронт пламени, максимум тепловыделения смещен к ГУ и

стенке ЖТ. Кроме того, в области $0.35 \leq \bar{X} \leq 0.65$ происходит падение тепловыделение, т.к в этой области факел проходит зону высоких скоростей и часть ТВС не воспламеняется в ней, догорание происходит после $\bar{X} = 0.7$. Этот факт говорит о неустойчивости процесса горения в данной зоне.

Экспериментальные исследования подтвердили проведенный по результатам численных исследований анализ. В таблице 5.9 приведены данные сравнения экспериментально замеренных эмиссий NO_x и рассчитанной неравномерности ТВС на выходе из ЗПП. На рисунке 5.38 показана зависимость между этими величинами.

Таблица 5.9 Эмиссии NO_x и σ_{CH_4} в зависимости от крутки завихрителя ОГ

$\alpha=1.93$ PFR=0%		
угол закрутки потока	NO_x 15% O_2 , млн $^{-1}$ эксперимент	σ_{CH_4} , %
34	17	1.6
58	7	0.8
68	7	0.75

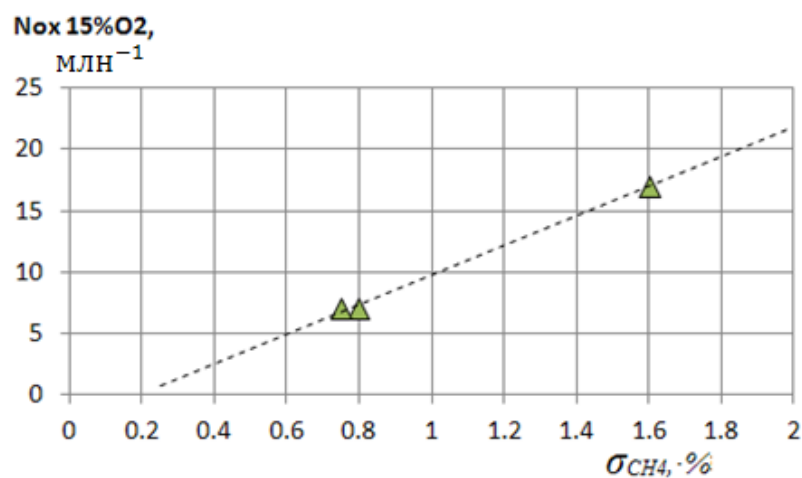


Рисунок 5.38 - зависимость NO_x 15% O_2 , млн $^{-1}$ (эксперимент) от σ_{CH_4} , % на выходе из ЗПП (расчет)

Подтвердился и анализ устойчивости работы КС. При угле установки лопаток 34 гр. амплитуда пульсаций давления на режиме $P=114$ кПа, $PFR=0\%$, $\alpha=2$ составила 2.0% от давления на входе, а при угле установки 58 и 68 гр. на этом же режиме не более 0.01% от давления на входе.

ГЛАВА 6 Доводка поля температуры

Одним из основных требований к КС ГТУ является достижение заданного профиля температуры перед лопатками первой ступени турбины для обеспечения их надежной и долговечной работы. Поэтому при разработке и доводке КС особое внимание уделяется получению требуемой неравномерности поля температуры на выходе из КС на всех режимах работы. В большинстве случаев равномерность температурного поля на выходе из КС достигается путем оптимизации отверстий смесителя, располагаемых за зоной горения перед газосборником или в нем. Экспериментальная доводка поля температур - дорогостоящая и трудоемкая, поскольку она связана с организацией процесса горения, охлаждения стенок жаровой трубы, газодинамическими характеристиками камеры сгорания. Применение на этом этапе численного *CFD*-моделирования позволяет сократить как время, так и стоимость работ.

Процесс оптимизации отверстий смесителя заключается в выборе расположения, диаметра, количества и конфигурации отверстий ввода вторичного воздуха на разбавление при фиксированных размерах и распределении воздуха по трактам КС. Цель оптимизации - наилучшее расположение отверстий по длине и окружности ЖТ, при котором поле температур на выходе будет удовлетворять поставленным требованиям. Равномерность поля температуры на выходе из КС оценивается по параметру температурной неравномерности θ :

$$\theta = \frac{(t_{\max \text{ вых}} - t_{\text{вх}})}{(t_{\text{mid вых}} - t_{\text{вх}})}, \quad (6.1)$$

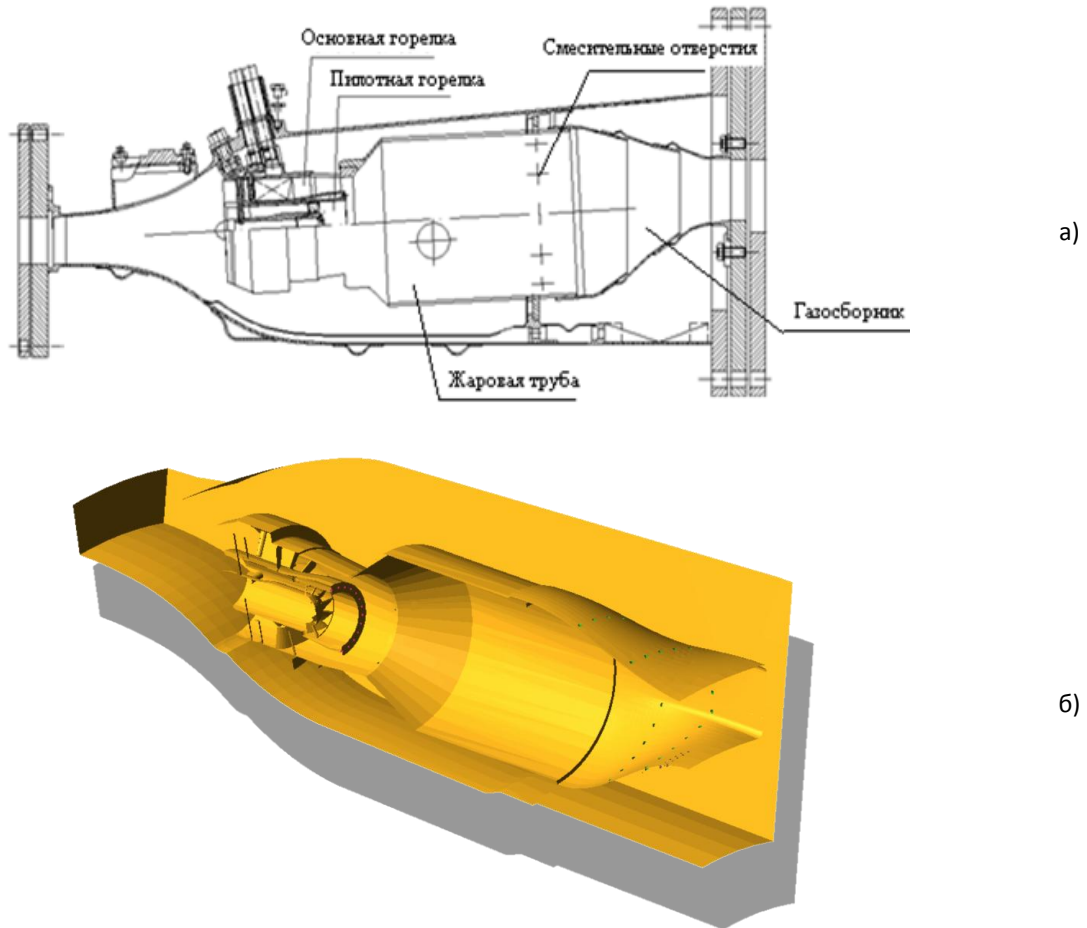
где $t_{\max \text{ вых}}$ и $t_{\text{mid вых}}$ - максимальная и средняя температуры уходящих газов на выходе из газосборника; $t_{\text{вх}}$ - температура воздуха на входе в КС.

На начальном этапе моделирования рассчитывается базовый вариант расположения отверстий смесителя. Полученное поле температур сопоставляется с экспериментальными данными, после чего программный продукт настраивается в соответствии с результатами эксперимента. Это достигается варьированием - расчетной сетки, порогов воспламеняемости смеси, скорости протекания реакции горения и пр. Достоверное совпадение расчетного результата с экспериментом при базовой конфигурации отверстий смесителя позволяет провести оптимизацию с теми же параметрами настройки программного продукта.

В работе процедура оптимизации поля температуры на выходе из единичных МЭКС показана на двух примерах: малой мощности (ГТУ-6П) и большой мощности (ГТУ-110). В рассмотренных МЭКС заложен принцип сжигания предварительно перемешанной ТВС на нагрузках ГТУ 50-100 %.

Основные требования технического задания (ТЗ) на МЭКС малой мощности: полнота выгорания топлива 99,9%, потери давления не более 4%, неравномерность поля температуры на выходе из газосборника не более 15% ($\theta=1,15$), эмиссии NO_x не более 50 мг/м^3 на нагрузках ГТУ от 50% до 100%.

На рисунке 6.1 представлена схема установки КС в экспериментальном отсеке и расчетная область КС.



а - разрез установки на стенде ВТИ; *б* - расчетная область численного моделирования (FV)

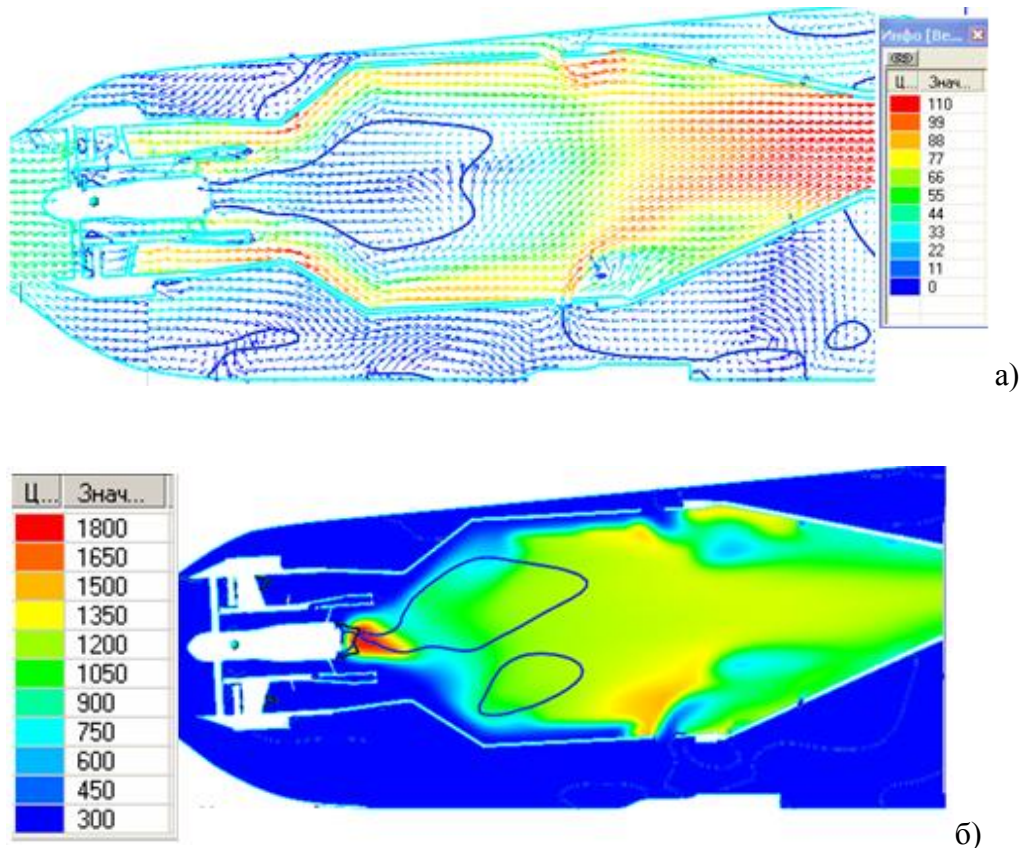
Рисунок 6.1 - схема установки КС в экспериментальном отсеке

В эксперименте температура в выходном сечении газосборника измерялась пятью термопарными гребенками, каждая из которых содержит 4 равномерно распределенных по высоте спая. На рисунке 6.2 показано выходное сечение газосборника МЭКС с установленными термопарными гребенками.



Рисунок 6.2 - выходное сечение газосборника МЭКС в экспериментальном отсеке (вид по потоку)

На рисунке 6.3 представлены расчетные поля скорости и температуры базового варианта КС на режиме максимальной мощности ГТУ, при минимальном ($PFR \sim 5\%$) расходе пилотного топлива. Видно, что пробивная способность струи воздуха разбавления недостаточна (рисунок 6.3а). ТВС, поступающая из ОГ с высокой пристеночной скоростью, образованной сильной закруткой потока, сносит струи воздуха смесителя, закручивая и размывая их.



а - векторов скорости; б - температуры

Рисунок 6.3 - поля в продольном сечении КС

По полю температур в продольном сечении КС (рисунок 6.3б) видно, что струи вторичного воздуха разбавляют горячие уходящие газы вдоль стенки газосборника, тогда как по центру тянется жгут с высокими температурами.

Оценить глубину проникновения струи в сносящий поток можно по формуле [87]:

$$H = d * \left[0.3 + 0.415 * \left(\frac{v_0}{v_{11}} \right) \right] \left(\frac{l}{d} \right)^{0,63}, \quad (6.2)$$

где H - текущая глубина проникновения; l - координата по оси абсцисс (расстояние от центра отверстия до места измерения радиуса струи); d - диаметр отверстия; v_0 - скорость в отверстии; v_{11} - скорость сносящего потока.

При этом граница струи оценивается по формуле [87]:

$$R_{\text{гр}} = 3.4 * a * l + R_0, \quad (6.3)$$

где l - расстояние от центра отверстия до места измерения радиуса струи; a - коэффициент структуры струи (для цилиндрической $a=0,07$); R_0 - радиус отверстия.

На рисунке 6.4а показаны глубины проникновения струй для базового диаметра отверстий смесителя ($d=16\text{мм}$) при разной скорости воздуха в них, которая при фиксированном расходе воздуха определяется разным количеством отверстий смесителя. В базовом варианте 6 отверстий смесителя со скоростью в них $v_0 = 70$ м/с. Уменьшение количества отверстий при сохранении диаметра приводит к увеличению скорости в них, однако, как это видно на рисунке 6.4а, глубина проникновения струи изменяется незначительно. Более эффективно увеличить глубину проникновения возможно за счет увеличения диаметра отверстий смесителя. На рисунке 6.4б показана глубина проникновения для трех диаметров отверстий, скорость в которых одинакова и составляет $v_0 = 70$ м/с. Скорость сносящего потока не меняется для всех рассмотренных вариантов ($v_{11}=100$ м/с).

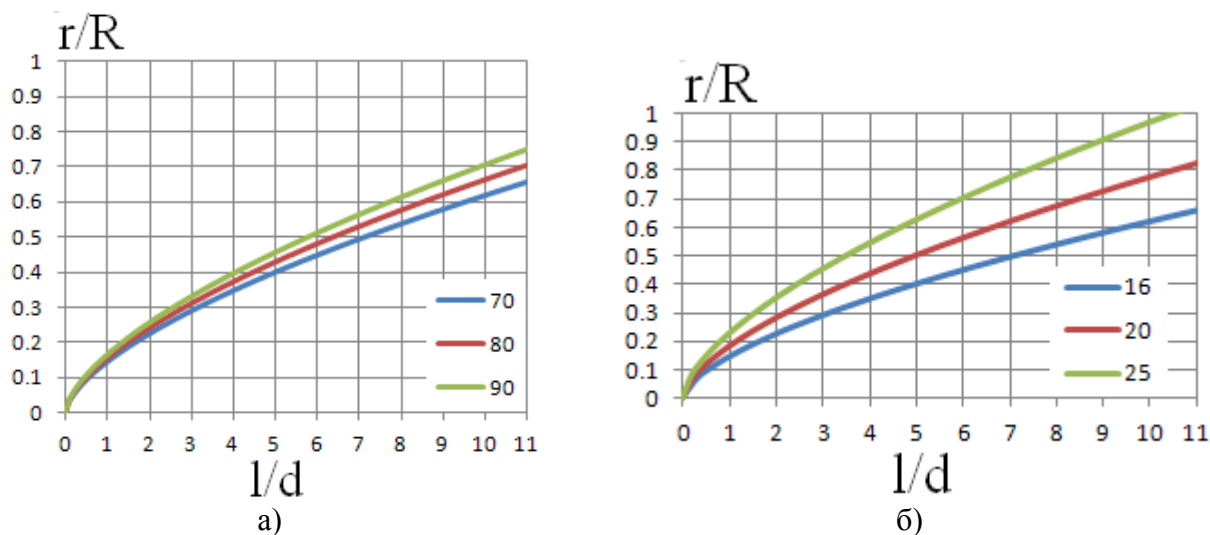


Рисунок 6.4 - зависимости глубины проникновения струи воздуха в сносящий поток воздуха по приведенной к диаметру отверстия длине при:

а - $d=16$ мм при скорости в отверстии 70, 80 и 90 м/с;

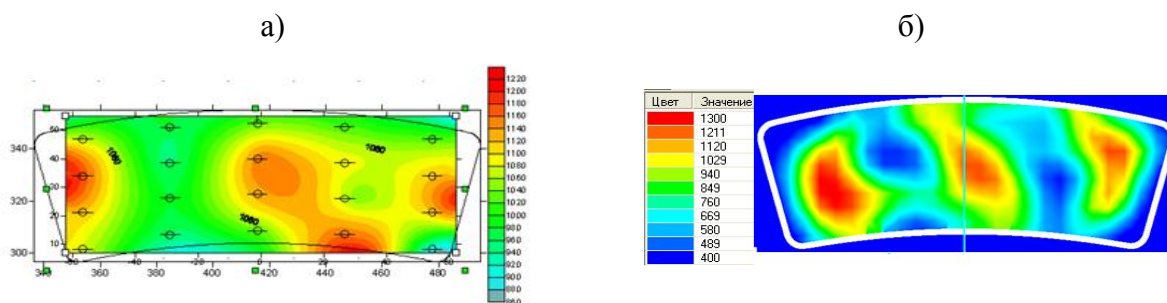
б - при скорости в отверстии $v=70$ м/с и диаметрах отверстий 16, 20 и 25 мм.

Из рисунка 6.4, б видно, что при диаметре отверстия смесителя 25 мм струя пробьет сносящий поток до оси КС на расстоянии $l/d \sim 11$, которое соответствует расстоянию от центра отверстий смесителя до выхода из газосборника. При этом диаметр струи, достигшей оси КС и

выхода газосборника, согласно формуле (6.2) составит 90,5 мм, что превышает исходный диаметр струи в 4 раза, т. е. струя практически полностью размывта в потоке. По проведенным расчетам можно выбрать предпочтительный диаметр отверстий смесителя. Однако такой расчет не дает информации о том, насколько равномерным будет поле температуры на выходе из газосборника.

Проблема проведения расчета для выбора количества, диаметра, местоположения отверстий смесителя с целью получения заданной неравномерности поля температуры на выходе из газосборника, заключается в невозможности точно спрогнозировать течение сносщего потока с учетом крутки, неравномерности осевой скорости по радиусу КС, изменяющейся геометрии самого газосборника. Кроме того, невозможно точно представить себе поле температуры, которое будет сформировано на исследуемом режиме с учетом неравномерности сгорания топлива по длине и радиусу камеры сгорания. Точный учет всех вышеперечисленных факторов возможен при проведении натурального эксперимента или при численном моделировании. Второй вариант, хотя и менее точен, во много раз экономичнее первого. Ниже показана эффективность подобных численных экспериментов.

На рисунке 6.5 представлено поле температуры на выходе, замеренное и полученное расчетно, при базовом расположении отверстий смесителя.

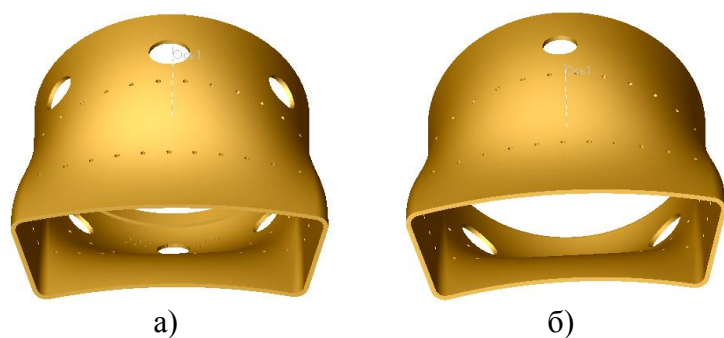


a - экспериментально замеренное; *б* - рассчитанное программным комплексом F V

Рисунок 6.5 - поле температуры на выходе из газосборника

Как в расчете, так и в эксперименте, в поле температуры наблюдается три горячих области (рисунок 6.5). Такое поле обусловлено невысокой пробивной способностью 6 струй воздуха смесителя, сильной закруткой потока горячих газов и переменной геометрией газосборника (с круглого поперечного сечения в почти прямоугольное).

На рисунке 6.6 показаны модели газосборников варианта 1 (базового) и варианта 4. В таблице 6.1 представлены размеры и количество отверстий разбавления для всех вариантов смесителей, расчетные поля температуры и значения температурной неравномерности θ .



a – вариант 1 (базовый);

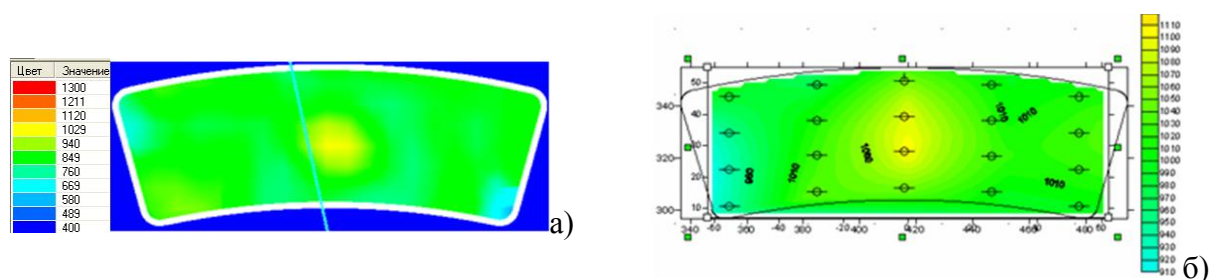
б – вариант 4

Рисунок 6.6 - варианты
расположения смесительных
отверстий в расчетных моделях
газосборников

Таблица 6.1

Вар	Количество смесительных отверстий <i>n</i> , шт.	Диаметр смесительных отверстий <i>d</i> , мм	Температурная неравномерность θ , %	Поле температуры на выходе из КС
1	6	16	1,3	
2	4	20	1,29	
3	1 1 1 1	18 21,5 22 17,5	1,234	
4	1 2	20 25	1,23	
5	2 2	18 22	1,13	

На рисунке 6.7 представлено сравнение расчетного и полученного в эксперименте полей температуры на выходе из КС для варианта 5 (окончательного) смесительных отверстий с температурной неравномерностью 13%. В эксперименте значение температурной неравномерности окончательного варианта составило 12,6%.



a- экспериментально замеренное; *б*- расчетное FV

Рисунок 6.7 - поле температуры на выходе из газосборника, окончательный вариант

Видно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных по выходному полю температур.

Разработанная методика доводки поля температуры на выходе из МЭКС с применением численного моделирования позволила получить достоверную картину с минимальными допущениями и упрощениями, достоверно отслеживает особенности течения и изменения температуры в объеме КС, сформированные конкретно для данной конструкции и исследуемого режима. При этом, численная доводка температурного поля требует значительно меньших времени и средств, чем экспериментальная.

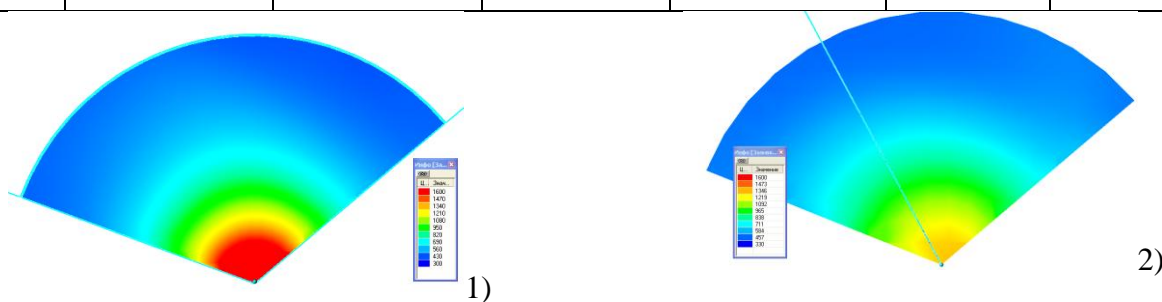
Рассмотренная выше доводка поля температуры на выходе КС проведена путем оптимизации количества и размера отверстий смесителя (ОС). Она позволила достичь заданного значения температурной неравномерности без изменения ГУ. Однако не всегда удается добиться требуемого профиля температуры на выходе для всех режимов работы ГТУ только путем доработки отверстий смесителя. В этом случае необходима комбинированная оптимизация конструкции ГУ и ОС, причем оптимизация ГУ должна быть очень тонкой, не меняющей конструкцию кардинально, а лишь вносящей незначительные корректировки. Таким путем было доведено температурное поле ГТУ большой мощности (Глава 2 рисунок 2.20). Требования технического задания (ТЗ): полнота выгорания топлива 99,9%, потери давления не более 5%, неравномерность поля температуры на выходе из газосборника не более 5%, эмиссии NO_x не более 50 мг/м^3 в диапазоне нагрузок 50% - 100 %.

Изменения ГУ подробно описаны в главе 2. На рисунке 2.21 показаны схемы расположения отверстий подачи пилотного топлива, а на рисунках 2.22 и 2.23 графики концентрации метана в двух поперечных сечениях ЖТ и поля концентраций в продольном сечении для двух вариантов подачи пилотного топлива, соответственно. Максимальное значение концентрации по оси в поперечном сечении ЖТ перед отверстиями смесителя (сеч. 2-2 рисунок 2.20) удалось снизить на 17 % путем изменения угла подачи пилотного топлива и улучшения перемешивание топлива с воздухом, сократив длину смешения (рисунок 2.22). Как

это мероприятие отразилось на поле температуры на выходе из газосборника на режиме $\alpha=7,2$, $PFR=100\%$, видно из таблицы 6.2 и рисунка 6.8.

Таблица 6.2 Результаты расчетов вариантов ПГ

Вариант	$G_{в\text{ог}}$, %	$G_{в\text{пг}}$, %	$t_{\text{ух ср}}$, С	θ , %	η , %	dP, %
ПГ1	94	6	665	3.04	99,2	6.5
ПГ2	94	6	649	2.42	99,1	6,01

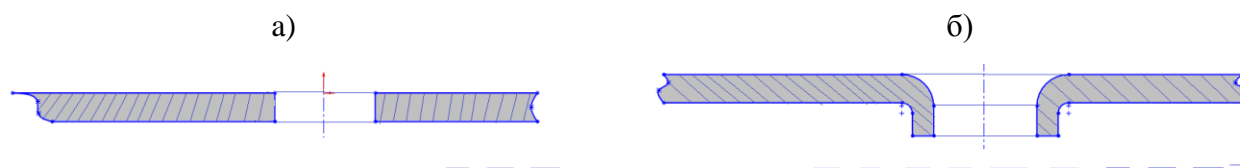


1 - ПГ1; 2 - ПГ2

Рисунок 6.8 - поле температуры на выходе из МЭКС

Незначительное конструктивное изменение ПГ позволяет снизить максимальную локальную температуру на 160°C , при этом, как видно из таблицы 6.2, показатели по полноте выгорания топлива η и другим параметрам не ухудшились. Однако эта мера не достаточна. Необходимо дальнейшее снижение максимальной локальной температуры на выходе из МЭКС, что достигается изменением размеров и количества отверстий смесителя ЖТ. Расчеты проведены для выбранной ПГ2.

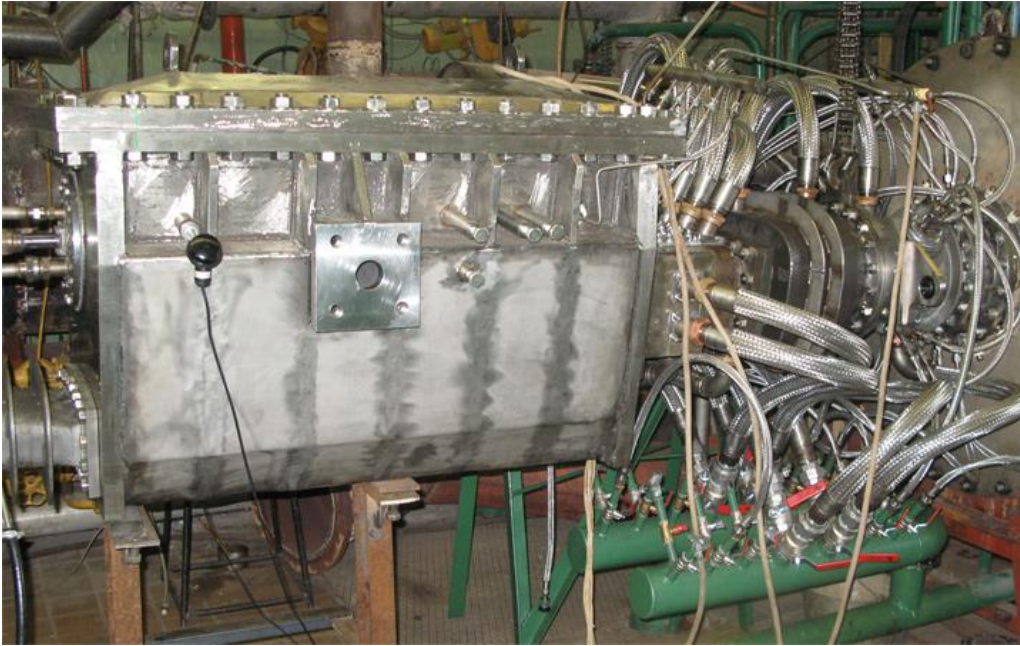
Помимо расположения и диаметров отверстий смесителя используется различное оформление отверстий - сквозное отверстие и отверстие с отбортовкой (рисунок 6.9).



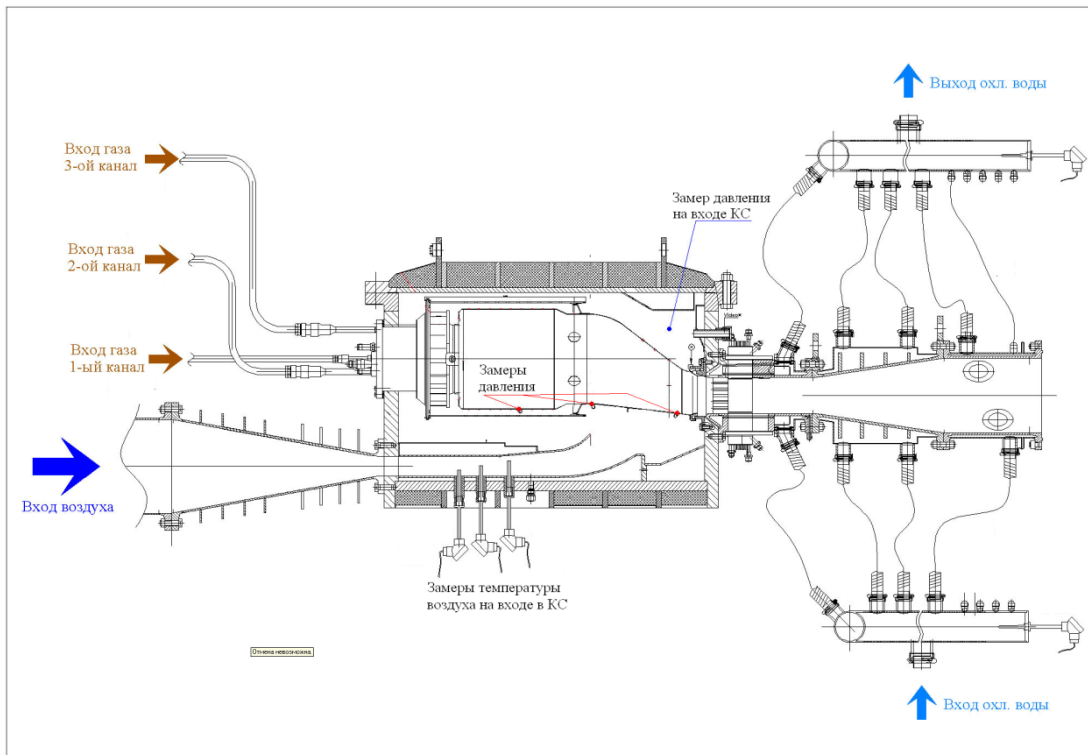
а – сквозное, б – с отбортовкой (скруглением)

Рисунок 6.9 - отверстия смесителя

На рисунке 6.10 показан общий вид и схема экспериментального участка МЭКС ГТ-110 на стенде ВТИ; расчетная модель камеры сгорания показана в Главе 2 на рисунке 2.20. В Приложении 4 приведены режимы и результаты испытаний.



а)



б)

а - общий вид; *б* – схема замеров

Рисунок 6.10 - экспериментальный участок стенда испытания ЖТ ГТ-110

В эксперименте для определения поля температур на выходе из камеры сгорания за газосборником были установлены термопарные гребёнки (рисунок 6.11).

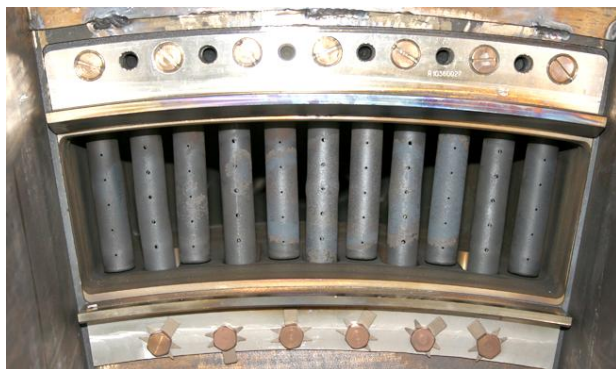


Рисунок 6.11 - выходное сечение газосборника МЭКС в экспериментальной камере (вид по потоку), чередуются 5 термопарных гребенок и 6 - отбора проб продуктов сгорания.

Испытания при атмосферном (1 атм.) и повышенном (6 и 8.6 атм.) давлениях показали высокую температурную неравномерность на режиме холостого хода (XX, $PFR=100\%$) на выходе из газосборника ($\theta > 13\%$). Максимальная температура в выходном сечении составила $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$, а на режиме 5% нагрузки ($PFR=100\%$) уже превышала предельно допустимую величину $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$.

При проведении расчетов для экономии вычислительных ресурсов модель КС была упрощена. Предварительные расчеты показали, что искривление оси газосборника слабо влияет на течение в нем. Кроме того, экспериментально установлено, что на режиме XX, когда все топливо подается в ПГ, факел расположен на оси КС. Следовательно, форма газосборника не является доминирующей при формировании температурного поля на выходе и может быть упрощена: имеющий сложную форму газосборник был заменен конусом с теми же проходными площадями и длинами. Это позволило построить осесимметричную модель ЖТ и проводить расчеты на ее сегменте.

Используемое в расчетной модели распределение воздуха по трактам КС известно из результатов предварительных экспериментальных исследований.

Упрощенная трехмерная модель и расчетная сетка для программного комплекса *Flow Vision* представлены на рисунке 6.12. Модель представляет собой сегмент КС (120°) с описанными выше допущениями. На гранях сегмента КС заданы периодические граничные условия, позволяющие передавать все параметры потока с учетом закрутки. Наиболее мелкая сетка расположена по центру КС в зоне пилотной горелки, поскольку на режиме XX все топливо подается в нее. Процесс горения происходит преимущественно по оси КС, что требует хорошего разрешения сетки в этой зоне. Область лопаток завихрителя основной зоны и область отверстий смесителя для подачи вторичного воздуха в объем КС также имеют более высокое подсеточное разрешение (рисунок 6.12б).

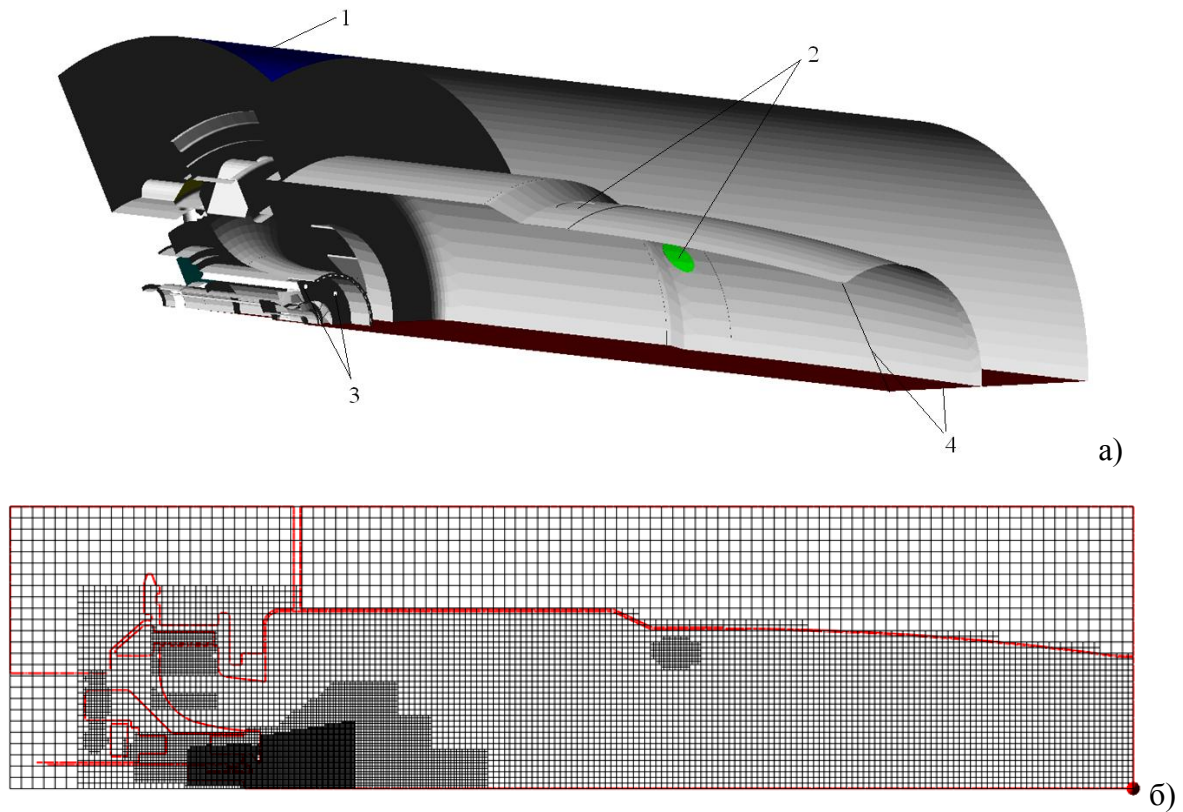


Рисунок 6.12 а - Модель КС ГТД-110 для расчета в программном комплексе *FlowVision*: 1 - вход воздуха на ГУ; 2 - вход воздуха на ОС; 3 - подача пилотного топлива; 4 - грани с периодическими граничными условиями;

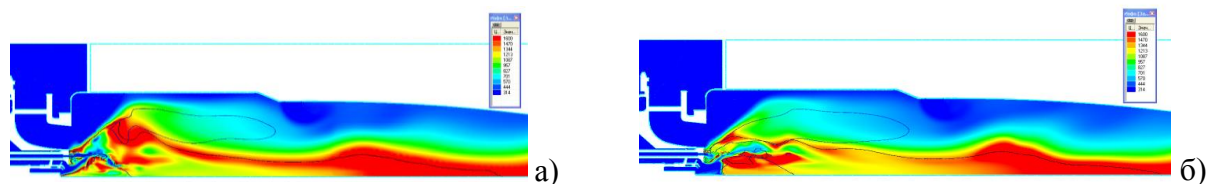
б - расчетная сетка (FV) для расчета упрощенной модели КС на режиме XX.

Для уточнения параметров модели *FlowVision* и оптимизации расчетной сетки были проведены расчеты режима холостого хода (XX) на упрощенной модели КС (рисунок 6.12). Режим XX моделировался на испытаниях при атмосферном и высоком давлениях.

Параметры режима XX при испытаниях на повышенном давлении: $P = 902$ кПа, температура воздуха на входе $t_{в\ ex} = 330$ °С, расход воздуха на КС $G_{в\ ex} = 11,035$ кг/с, расход топлива в ПГ $B_{мл} = 0,08316$ кг/с, коэффициент избытка воздуха КС $\alpha = 7,9$.

На первом этапе был проведен сравнительный стационарный расчет процесса течения (без горения) на двух программных комплексах - *FV* и *ANSYS CFX*, при приведенных выше исходных данных и идентичных установках. Использовалась $k - \epsilon$ модель турбулентности, а для расчета процесса горения модель Магнуссена (Глава 1). Размеры сеток и области измельчения в обоих расчетах схожи и близки по величине. Полученные результаты сопоставлены с экспериментальными данными (таблица 6.4).

Результаты расчетных и экспериментальных исследований хорошо согласуются по значению перепада давления на КС и полноте выгорания топлива, и имеют небольшие расхождения в значениях средней температуры газов на выходе и неравномерности θ , существенно превышающей заданную. Расчетные и экспериментальные исследования показали очень высокую локальную температуру газов на выходе из газосборника по центру выходного сечения. Превышение θ вызвано факелом пилотной горелки (рисунок 6.14).



a - атмосферное давление $\alpha=7.34$; *б* - высокое давление $\alpha=7.9$

Рисунок 6.14 - поле температуры в продольном сечении КС ; изолиния $V_x=0$ (синяя);
изолиния $\alpha=1$ (черная)

Хорошая сходимость результатов расчетов сегмента модели КС и результатов испытаний полной КС позволяет сделать вывод о работоспособности выбранной расчетной модели и настроек в программном комплексе *FlowVision* и использовать их для дальнейших расчетов.

В таблице 6.7 показана доработка отверстий смесителя при неизменной конструкции ОГ. Доводка поля температуры уходящих газов на выходе из КС велась расчетно. Наиболее эффективные конструкции были проверены экспериментально. В таблице 6.7 представлены рассчитанные варианты.

Таблица 6.7 Конструктивные особенности вариантов ЖТ

Варианты модификаций ЖТ	Количество отверстий смесителя, шт	Отбортовка отверстий	Диаметр отверстий, мм
1	6	нет	36,5
2	4	да	38,5
3	3	да	44

Размеры и количество отверстий в вариантах 1 – 3 подобраны таким образом, чтобы сохранить в них близкие расходы воздуха. Предварительно был сделан расчет течения и смешения без горения, с целью оценки распределения концентрации горючего в объеме ЖТ. Снижение высокой концентрации горючего по оси КС приведет к увеличению коэффициента избытка воздуха по оси ЖТ и, соответственно, к снижению локальной температуры горения. Правомерность этого утверждения будет показана ниже. На рисунке 6.15 показаны изменения концентрации метана по радиусу ЖТ в поперечном сечении, удаленном от центра отверстий

смесителя на расстояние $x/D=0.472$. Представленные на рисунке данные приведены для течения без горения.

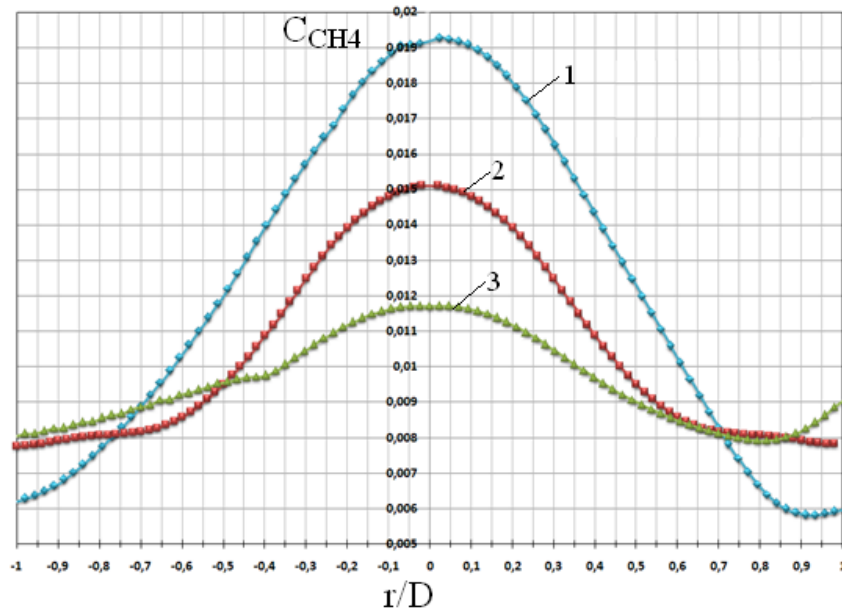


Рисунок 6.15 - график зависимости концентрации метана в воздухе от безразмерного радиуса в поперечном сечении КС на расстоянии $x/D=0.472$ от центра отверстий смесителя:

1 - ЖТ1; 2 – ЖТ2; 3 – ЖТ3 (таблица 6.7).

Видно, что при варианте ЖТ1 концентрация метана по оси МЭКС значительна. Воздух, поступающий в МЭКС через отверстия смесителя, разбавляет топливо вдоль стенки ЖТ, не доходя до центра. Уменьшение количества отверстий и увеличение их диаметра позволило увеличить пробивную способность струй воздуха разбавления и снизить величину локального максимума концентрации метана на 21% в случае ЖТ1-1 и на 37% в случае ЖТ1-2. Результаты расчета процесса горения этих вариантов приведены в таблице 6.8.

Таблица 6.8 Результаты расчетных исследований

Вариант	$t_{yx \max}, C$	θ
1	1286	2,4
2	1048	2,08
3	795	1,136

В варианте 3 произошло снижение локальной максимальной температуры уходящих газов на 38% (что практически совпадает с уменьшением неравномерности поля концентрации, рассчитанного для течения без горения, см. выше), которая составила на выходе $795 \text{ }^{\circ}\text{C}$, что превышает среднюю выходную температуру всего на $105 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (рисунок 6.17). Этот вариант является наиболее эффективным и предпочтительным для дальнейшей доводки.

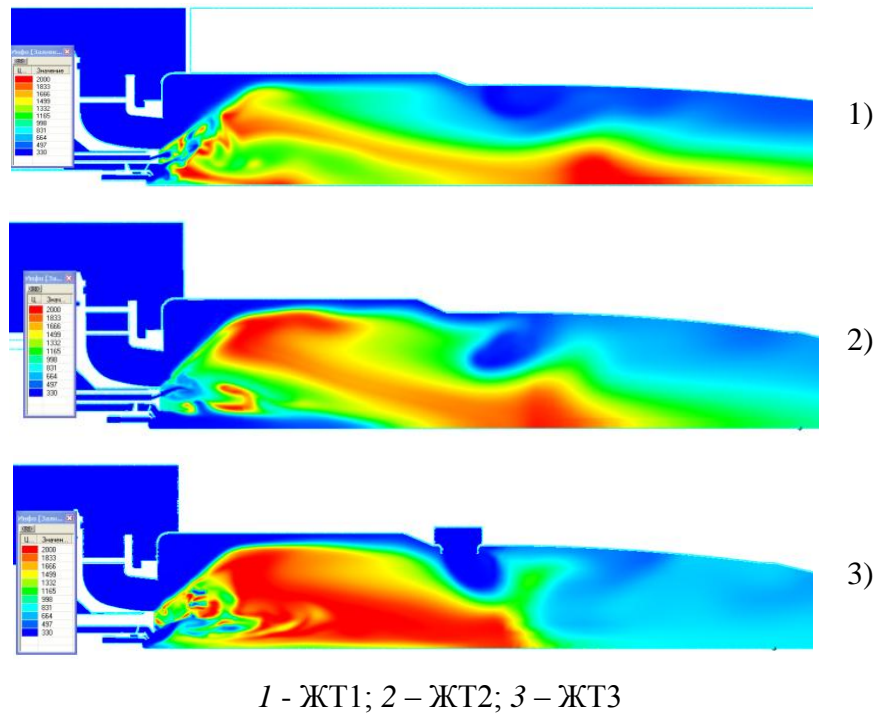


Рисунок 6.16 - поле температуры в продольном сечении МЭКС

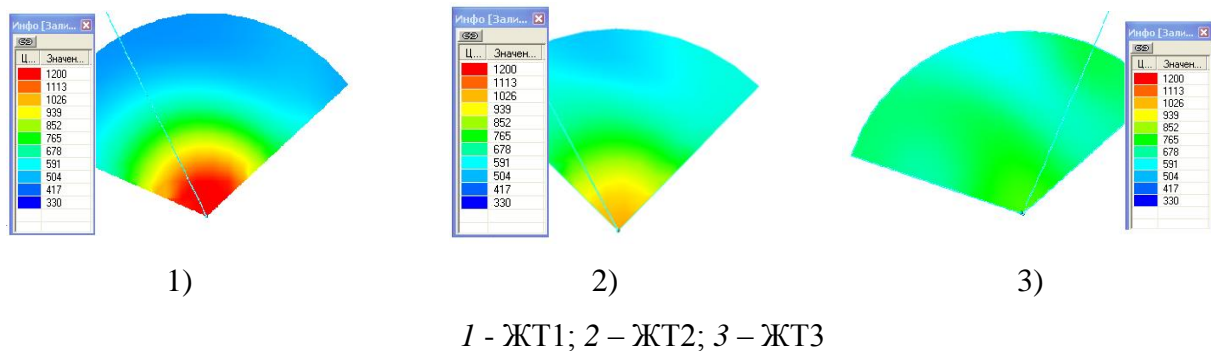


Рисунок 6.17 - поле температуры в поперечном сечении на выходе МЭКС

В таблице 6.9 приведены результаты расчетных и экспериментально замеренных при 116 кПа и 860 кПа температур на выходе из МЭКС для исходной конфигурации (ПГ1, ЖТ1, Приложение 4) и доработанной (ПГ2, ЖТ1-2, Приложение 4).

Таблица 6.9 Результаты расчетных и экспериментальных оценок неравномерности температурного поля на выходе из газосборника

Вариант	Эксперимент		Расчет
	116 кПа	860 кПа	116 кПа
Исходный	2,13	2,37	2,4
Итоговый	1,076	1,11	1,136

Результаты расчетных и экспериментальных исследований хорошо согласуются между собой. Разница между замерами при атмосферном и повышенном давлении объясняется разницей систем измерений на стендах. Расчетная температура в исходном варианте завышена

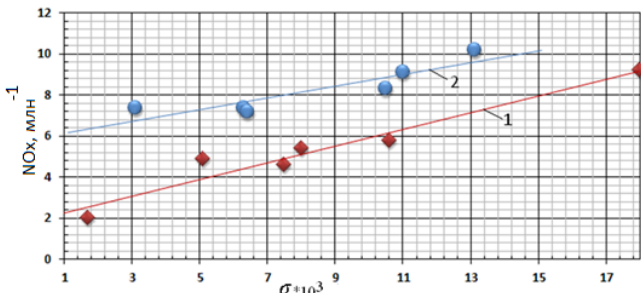
относительно замеренной вследствие упрощения модели до симметричного сегмента. Это упрощение приводит к меньшей ошибке при более равномерном поле температуры. Проведение расчетных исследований по доводке поля температуры на выходе из ЖТ даже для упрощенной геометрии газосборника дает не только хорошее качественное согласование, но и количественное предсказание результата.

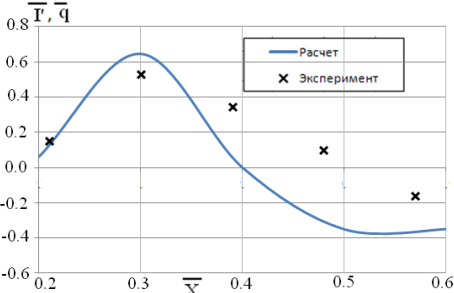
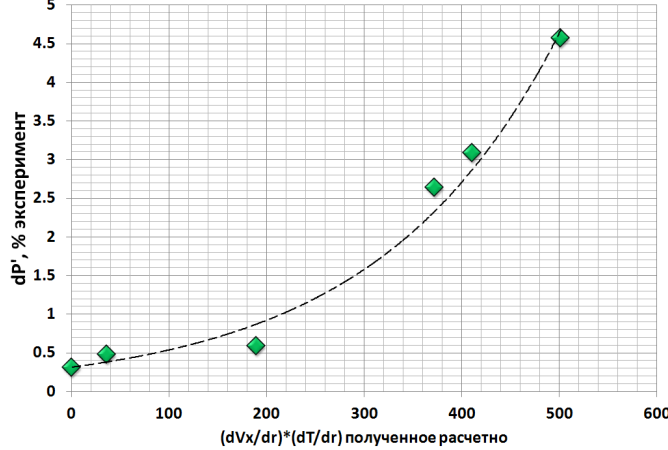
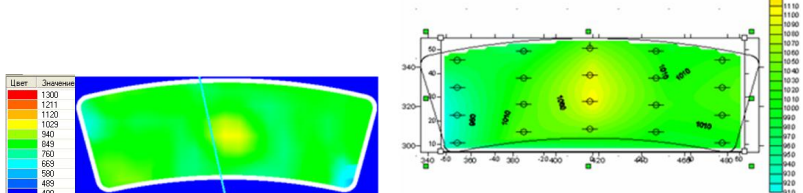
Применение численного 3-D моделирования, при условии точной настройки расчетной модели, позволяет минимизировать объем испытаний по доводке поля температур на выходе КС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе систематизированы методики и подходы к доводке и оптимизации конструкций малоэмиссионных камер сгорания с использованием численного моделирования и корреляционных зависимостей (таблица 7.1).

Таблица 7.1

Задача	Методика/критерий/зависимость																														
Оценка гидравлических характеристик, контроль заданного распределения воздуха по трактам камеры сгорания и заданного суммарного перепада давления.	Построение трехмерной модели, задание граничных условий, построение расчетной сетки, проведение расчетов с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и k-ε модели турбулентности.																														
Организация и отработка структуры течения в зоне горения для надежной стабилизации пламени в закрученном потоке.	Оптимизация завихрителей пилотной и основной горелок (количество лопаток, угол установки, профиль лопаток) при заданных перепадах давления на них и габаритных размерах по критериям: размер зоны обратных токов, доля газов в зоне рециркуляции.																														
Создание эффективного смесителя для подготовки в горелочном устройстве предварительно перемешанной бедной ТВС, исключающего прокок и стабилизацию пламени в смесителе. Определение концентрации NO _x при заданных условиях перемешивания	<p>Оптимизация зоны предварительного смешения по критерию среднеинтегрального отклонения концентрации топлива на выходе из данной зоны:</p> $\sigma_{с_{CH_4}} = \sqrt{\frac{\int_S (c_{CH_4} - \bar{c}_{CH_4k})^2 * \rho * v_n * dS}{\int_S \rho * v_n * dS}}$ <p>Создание поля концентрации заданной неравномерности и сопоставление вариантов горелочных модулей с использованием расчетно-экспериментальной зависимости NO_x от σ_{CH₄}.</p>  <table border="1" data-bbox="614 1601 1257 1892"> <caption>Данные из графика зависимости NO_x от σ * 10³</caption> <thead> <tr> <th>σ * 10³</th> <th>NO_x, млн (зависимость 1)</th> <th>NO_x, млн (зависимость 2)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>1.5</td> <td>2.0</td> <td>-</td> </tr> <tr> <td>3.0</td> <td>4.5</td> <td>7.5</td> </tr> <tr> <td>5.0</td> <td>5.0</td> <td>7.5</td> </tr> <tr> <td>7.0</td> <td>5.5</td> <td>7.5</td> </tr> <tr> <td>9.0</td> <td>6.0</td> <td>8.5</td> </tr> <tr> <td>11.0</td> <td>6.5</td> <td>9.5</td> </tr> <tr> <td>13.0</td> <td>7.0</td> <td>10.5</td> </tr> <tr> <td>15.0</td> <td>7.5</td> <td>-</td> </tr> <tr> <td>17.0</td> <td>8.0</td> <td>-</td> </tr> </tbody> </table> <p>Отработка пережима на выходе из ОГ.</p>	σ * 10 ³	NO _x , млн (зависимость 1)	NO _x , млн (зависимость 2)	1.5	2.0	-	3.0	4.5	7.5	5.0	5.0	7.5	7.0	5.5	7.5	9.0	6.0	8.5	11.0	6.5	9.5	13.0	7.0	10.5	15.0	7.5	-	17.0	8.0	-
σ * 10 ³	NO _x , млн (зависимость 1)	NO _x , млн (зависимость 2)																													
1.5	2.0	-																													
3.0	4.5	7.5																													
5.0	5.0	7.5																													
7.0	5.5	7.5																													
9.0	6.0	8.5																													
11.0	6.5	9.5																													
13.0	7.0	10.5																													
15.0	7.5	-																													
17.0	8.0	-																													
Выявление зон генерации гидродинамической	Проведение расчетов с использованием URANS и k-ε модели турбулентности, с мелкими масштабами по пространству и времени.																														

<p>неустойчивости с оценкой частоты колебаний</p>	<p>Анализ поля давления во времени. Построение АЧХ для изменяющихся параметров.</p>
<p>Организация процесса горения с высокой полнотой выгорания топлива.</p>	<p>Проведение расчетов с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и k-ε модели турбулентности. Расчет процесса горения ТВС, с использованием пульсационной модели горения (или кинетической). Анализ местоположения фронта пламени по параметру максимального тепловыделения по длине КС.</p>  <p>График зависимости осредненных параметров \bar{p}, \bar{q} от осредненной скорости \bar{v}. Показаны расчетные данные (синяя линия) и экспериментальные данные (черные крестики).</p>
<p>Оценка возникновения неустойчивости горения и отладка рабочего процесса горения для снижения (подавления) пульсаций давления до допустимых значений.</p>	<p>Сопоставление вариантов по расчетно-экспериментальному критерию устойчивости для оценки амплитуды пульсаций давления в КС:</p>  <p>График зависимости амплитуды пульсаций давления $dp', \% \text{ эксперимент}$ от расчетного критерия устойчивости $(dv_x/dr) * (dT/dr) \text{ полученное расчетно}$. Показаны экспериментальные данные (зеленые ромбы) и расчетная кривая (пунктирная линия).</p>
<p>Формирование требуемой эпюры температуры газов на выходе камеры сгорания.</p>	<p>Расчет базового варианта конструкции, сопоставление с экспериментальными данными. Оптимизация отверстий смесителя и сопоставление вариантов по неравномерности поля температуры на выходе КС и по заданной эпюре поля температуры на выходе.</p> $\theta = \frac{(t_{\text{макс вых}} - t_{\text{вх}})}{(t_{\text{ср вых}} - t_{\text{вх}})} * 100 \%$  <p>Тепловые карты и векторное поле температуры в камере сгорания. Показаны температурные профили и распределение скорости.</p>

Численные исследования проводятся итерационно – последующий расчет зависит от результатов предыдущих. В каждом этапе возможны многовариантные расчеты для

оптимизации конкретного элемента или узла КС. Порядок и объем каждого этапа определяется спецификой конструкции камеры сгорания.

Численное моделирование является эффективным инструментом разработчика, дающим глубокое понимание внутренних рабочих процессов и помогающим на стадиях проектирования и доводочных испытаний принимать обоснованные решения.

Результаты систематизации работы по доводке КС еще раз показаны в виде блок-схемы (рисунок 7.1). Желтыми прямоугольниками выделены этапы работ, базирующихся на проведении численных исследований.



Рисунок 7.1 - алгоритм использования математического моделирования при разработке и доводке КС

Из рисунка 7.1 видно, что значительный объем работ по разработке и доводке камеры сгорания проводится с привлечением математического моделирования. Использование предложенных в работе экспериментально-корреляционных зависимостей и методов анализа, получаемых данных помогает в получении достоверных результатов.

ВЫВОДЫ

1. Проведенное в диссертации обобщение результатов расчетных и экспериментальных исследований создало базу для использования программных продуктов при численном моделировании процессов в малоэмиссионных камерах сгорания ГТУ и выявило характерные для процесса горения в них закономерности.

2. Предложен среднеинтегральный критерий оценки качества топливовоздушной смеси (ТВС), который хорошо коррелируется с измеренными выбросами NO_x . Разработаны методы улучшения качества ТВС при минимальном вмешательстве в конструкцию горелочного устройства (ГУ) КС.

3. Предложены методы выявления зон максимальной гидродинамической неустойчивости и оценки частоты пульсаций давления в объеме КС. Показана правомерность использования *URANS* k - ε простой модели турбулентности для качественного анализа.

4. Предложен параметр устойчивости работы КС, основанный на произведении максимальных градиентов скорости и температуры. Показана хорошая корреляция этого параметра с измеренными амплитудами пульсаций давления.

Для оценки положения фронта пламени по длине жаровой трубы разработан параметр максимального тепловыделения и показана его корреляция с максимумом измеренной пульсации светимости пламени. Получены зависимости положения фронта пламени от конструктивных и режимных параметров. Разработаны методы его перемещения по оси камеры сгорания.

5. Рекомендованы мероприятия для формирования полей температур на выходе из камеры сгорания с помощью численного моделирования.

6. Разработанная в диссертации методика численного моделирования и использование предложенных в ней корреляционных расчетно-экспериментальных параметров существенно облегчает и ускоряет проектирование и доводку малоэмиссионных камер сгорания ГТУ.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

V - объемный расход через камеру сгорания, м³/с;

G - массовый расход через камеру сгорания, кг/с;

$\rho_{\text{в}}$ - плотность воздуха, кг/с

$G_{\text{в ог}}$ - количество воздуха поступающего в ОГ от воздуха в ГУ, %

$G_{\text{в пг}}$ - количество воздуха поступающего в ПГ воздуха в ГУ, %

dP - потери давления на КС, %

$t_{\text{ух ср}}$ - средняя температура газов на выходе из КС, С

$t_{\text{ух макс}}$ - максимальная температура газов на выходе из КС, С

θ - температурная неравномерность, %

η - полнота выгорания топлива, %

$V_{\text{к}}$ - объем камеры сгорания, м³;

$Q_{\text{КС}}$ - тепловая мощность камеры, кВт;

B - массовый расход сжигаемого топлива, кг/с;

α , *alfa* – коэффициент избытка воздуха КС;

$Q_{\text{н}}^{\text{P}}$ - низшая теплота сгорания топлива, кДж/кг;

$P_{\text{в}}$ - давление на входе в камеру сгорания, МПа;

k - показатель адиабаты;

M - число Маха;

x - текущая координата по оси КС, с точкой отсчета от фронтальной стенки жаровой трубы, мм

D - диаметр жаровой трубы, мм

\bar{X} - безразмерное значение координаты (x/D)

k [м²/с²] - турбулентная энергия;

μ [кг/(м*с)] - молекулярная вязкость;

ε [м/с³] - скорость диссипации турбулентной энергии

f - концентрация топлива,

o - концентрация окислителя,

i - массовый стехиометрический коэффициент.

W_{kin} - скорость брутто-реакции для перемешанной до молекулярного уровня смеси топлива и окислителя

W_{mix} - скорость брутто-реакции для неперемешанной смеси топлива и окислителя

A_{chem} [$\text{м}^3/(\text{кг}\cdot\text{с})$] и E_{chem} [К] - кинетические константы в законе Аррениуса

осн – основная горелка;

пил – пилотная горелка

ГТУ - газовая турбинная установка

КС - камера сгорания

ТВС - топливоздушная смесь

ЖТ - жаровая труба

ГУ - горелочное устройство

ОГ - основная горелка

ПГ - пилотная горелка

ПП - предварительное перемешивание

ЗПП - зона предварительного перемешивания

МЭКС - малоэмиссионная камера сгорания

ПГУ - паровая газовая установка

ЗР - зона рециркуляции

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогин, Л.В. Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения / Л.В. Гогин, Г.Ю. Степанов // Научная литература, физика. - 2012.
2. Bazarov V, Yang V, Puri P. Design and dynamics of jet and swirl injectors. Chapter 2 // Yang V, Habiballah M, Hulka J, Popp M, editors. Liquid rocket thrust chambers: aspects of modeling, analysis, and design. Progress in Astronautics and Aeronautics 2004; 200:19–103.
3. Lefebvre AH. Gas turbine combustion. Philadelphia, PA: Taylor & Francis; 1998.
4. Beer JM, Chigier NA. Combustion aerodynamics. Krieger Publishing Company; 1983.
5. Winterfeld G, Eickhoff HE, Depooter K. Fuel injectors. Chapter 3. In: Design of modern gas turbine combustors. San Diego, CA: Academic Press; 1990. p. 229–341.
6. Mansour A. Gas turbine fuel injection technology. ASME Paper GT-2005-68173; 2005.
7. Huang Y, Wang S, Yang V. Flow and flame dynamics of lean-premixed swirl injectors. Chapter 10. In: Lieuwen T, Yang V, editors. Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modeling. Progress in Astronautics and Aeronautics 2005; 210:213–76.
8. Mongia HC, Held TJ, Hsiao GC, Pandalai RP. Challenges and progress in controlling dynamics in gas turbine combustors. Journal of Propulsion and Power 2003;19(5):822–9.
9. Pandalai RP, Mongia HC. Combustion instability characteristics of industrial engine dry low emission combustion systems. AIAA Paper 1998-3379; 1998.
10. Leonard G, Stegmaier J. Development of an aero-derivative gas turbine dry low emissions combustion system. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 1994; 116:542–6.
11. Joshi ND, Epstein MJ, Durlak S, Marakovits S, Sabla PE. Development of a fuel air premixer for aeroderivative dry low emissions combustors. ASME Paper 1994-GT-0253.
12. Joshi ND, Mongia HC, Leonard G, Stegmaier JW, Vickers EC. Dry low emissions combustors development. ASME Paper 1998-GT-0310; 1998.
13. Badeer GH. GE aero-derivative gas turbines-design and operating features. GE Reference Documents, GER-3695E; Oct 2000.
14. Etheridge CJ. Mars SoLoNOx clean premixed combustion technology in production. ASME Paper 1994-GT-255; 1994.
15. Winterfeld G, Eickhoff HE, Depooter K. Fuel injectors. Chapter 3. In: Design of modern gas turbine combustors. San Diego, CA: Academic Press; 1990. p. 229–341.
16. Hall MG. Vortex breakdown. Annual Review of Fluid Mechanics 1972; 4: 195–218.

17. Leibovich S. The structures of vortex breakdown. *Annual Review of Fluid Mechanics* 1978;10:221–46.
18. Leibovich S. Vortex stability and breakdown: survey and extension. *AIAA Journal* 1984; 22:1192–206
19. Lucca-Negro O, O'Doherty T. Vortex breakdown: a review. *Progress in Energy and Combustion Science* 2001;27:431–81
20. Sarpkaya T. On stationary and traveling vortex breakdown. *Journal of Fluid Mechanics* 1971; 45:545–59
21. Sarpkaya T. Vortex breakdown in swirling conical flows. *AIAA Journal* 1971;9:1792–9
22. Huang Y, Wang S, Yang V. A systematic analysis of combustion dynamics in a lean premixed swirl-stabilized combustor. *AIAA Journal* 2006; 44(4):724–40
23. Ю.М. Кочетков "Турбулентность. Сжимаемость и вязкостью" Двигатель №5 2011 г
24. Givi P. Model-free simulation of turbulent reacting flows. *Progress in Energy and Combustion Science* 1989;15:1–107.
25. Poinso T, Candel S, Trounev A. Applications of direct numerical simulation to premixed turbulent combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 1996;21:531–76
26. Vervisch L, Poinso T. Direct numerical simulation of non-premixed turbulent flames. *Annual Review of Fluid Mechanics* 1998;30:655–91
27. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. - М.: Наука, 1989г. - 368с.
28. Steele RC, Cowell LH, Cannon SM, Smith CE. Passive control of combustion instability in lean-premixed combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2000;122:412–9
29. Brookes SJ, Cant RS, Dupere IDJ, Dowling AP. Computational modeling of self-excited combustion instabilities. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2001; 123:322–6.
30. Zhu M, Dowling AP, Bray KNC. Self-excited oscillations in combustors with spray atomizers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2001; 123:779–86.
31. Zhu M, Dowling AP, Bray KNC. Forced oscillations in combustors with spray atomizers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2002;124:20–30.
32. Zhu M, Dowling AP, Bray KNC. Transfer function calculations for aero-engine combustion oscillations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 2005;127:18–26
33. Brewster BS, Cannon SM, Farmer JR, Meng F. Modeling of lean premixed combustion in stationary gas turbines. *Progress in Energy and Combustion Science* 1999;25:353–85
34. "Численное моделирование турбулентных течений" А.Ю. Снегирев Учебное пособие С.-Петербург Издательство Политехнического университета 2009

35. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Monthly Weather Review* 1963;91:99
36. Lilly DK. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proceedings of IBM scientific computing symposium on environmental science*; 1967. p. 195–210. Yorktown Heights, N.Y.
37. Erlebacher G, Hussaini MY, Speziale CG, Zang TA. Toward the large eddy simulation of compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 1992;238:155–8
38. Germano M, Piomelli U, Moin P, Cabot W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A* 1991;3(7):1760–5
39. Ghosal S, Lund T, Moin P, Akselvoll K. A dynamic localization model for large eddy simulation for turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 1995;286:229–55
40. Spalart P.R. Strategies for turbulence modelling and simulations // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2000. Vol. 21, No 3. 252–263
41. Strelets M. Turbulence modeling in convective flow of fires. / *Proc. of the Fourth Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards (Ulster, 8-12 September 2003)*. — Ulster: Univ. of Ulster, 2004. — P. 53–67
42. А.Ю. Снегирев "Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений." Учебное пособие/ Санкт-Петербург/ Издательство Политехнического университета 2009
43. Я. Б. Зельдович, Г. И. Беренблатт и др. Математическая теория горения М.: Наука, 1980. 478 с.
44. В.Д. Кузнецов, В.А.Сабельников "Турбулентность и горение" Москва "Наука" Главная редакция физико-математической литературы 1986 г
45. Дюамель (Duhamel P.) Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. - М.; Л.: Госэнергоиздат.
46. К расчету турбулентного горения частично перемешанных газов. - В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. - Черноголовка: ОИХФ АН СССР, с. 76-80.
47. Ильяшенко СМ., Талантов А.В. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. - М.: Наука.
48. Калгатги, Мосс (Kalghatgi G.T., Moss J.B.) Interface statistics of a uniformly distorted heated turbulent wake. - *Phys. Fluids*, v. 22, No. 1, p. 31-39
49. Kuo Ying-Yan, O'Brien E.E. Распределение вероятностей концентрации и перемежаемость в турбулентных струях. - *Изв. АН СССР, МЖГ*, № 2, с. 58-64
50. Гюнтер (Yoshida A., Gunther R.) Теория и расчет прямоочных камер сгорания. - М.: Машиностроение. Йошида

51. Combustion theory. - Palo Alto; London: Addison-Wesley Publishing company, Reading, Massachusetts (перевод: Вильяме Ф.А. Теория горения. - М.: Наука, 1971)
52. Гурвич А.С., Яглом АМ. Измерение четвертых и шестых моментов градиента скорости. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 2, № 8*, с. 797-802
53. Eggenpieler G, Menon S. Structure of locally quenched swirl stabilized turbulent premixed flames. AIAA Paper 2004-0979; 2004
54. Peters N. Turbulent combustion. Cambridge University Press; 2000.
55. Poinot T, Veynante D, Candel S. Quenching process and premixed turbulent combustion diagram. Journal of Fluid Mechanics 1991;228:561.
56. Linan A, Williams FA. Fundamental aspects of combustion. Oxford University Press; 1993.
57. Driscoll J. Turbulent premixed combustion: flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities. Progress in Energy and Combustion Science 2008;34(1):91–134
58. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion Ying Huang, Vigor Yang
The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA
59. Borghi R. Turbulent combustion modeling. Progress in Energy and Combustion Science 1988; 14:245–92.
60. Pope SB. Computations of turbulent combustion: progress and challenges. Proceedings of the Combustion Institute 1990; 23:591–612.
61. Bray KN. The challenges of turbulent combustion. Proceedings of the Combustion Institute 1996; 26:1–26.
62. Candel S, Thevenin D, Darabiha N, Veynante D. Progress in numerical combustion. Combustion Science and Technology 1999;149:297–337
63. Veynante D, Vervisch L. Turbulent combustion model. Progress in Energy and Combustion Science 2002; 28:193–266.
64. Bilger RW, Pope SB, Bray KNC, Driscoll JF. Paradigms in turbulent combustion research. Proceedings of the Combustion Institute 2005;30:21–42.
65. Charlette F, Meneveau C, Veynante D. A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion. Part I: non-dynamic formulation and initial tests. Combustion and Flame 2002; 131:159–80.
66. Boger M, Veynante D, Boughanem H, Trouve A. Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion. Proceedings of the Combustion Institute 1998;27:917–25.
67. Программный комплекс FlowVision 2003+, Руководство пользователя//Москва, Тесис, 2004 г., 311с

68. Kee R.J., Miller J.A. and Jefferson T.H. CHEMKIN: General Purpose Problem Independent, Transportable, Fortran, Chemical Kinetic Program Package, Sandia National Laboratories Report SAND80-8003, 1980
69. Волков Э.П., Кудрявцев Н.Ю. Моделирование образования окислов азота в турбулентном диффузионном факеле, Инженерно-физический журнал, 1989, Т.56, N 6, с. 885-894
70. Magnussen B.F., and Hjertager B.H. On Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion, Sixteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 719-729, 1976
71. Аксенов А.А., Похилко В.И., Тишин А.П. Исследование двухступенчатого сжигания метана в вихревой горелке. Труды 2-й Российской национальной конференции по теплообмену, Москва, 26-30 октября 1998, т.3, с.161-164
72. Gupta A.K., Lilley D.G. and Syred N. Swirl Flows, Abacus Press, 1984
73. Magnussen B.F. (2005) " The Eddy Dissipation Concept. A bridge between science and technology" // Invited paper at ECCOMAS Thematic Conference on computational Combustion, Lisbon, June 21-24, 2005, 25 p.
74. Тишин А.П., Худяков В.А., Артамонов А.К. Исследование возможностей уменьшения концентрации оксидов азота при сжигании топлив в теплоэнергоагрегатах. Изд. ЦНИИМАШ, г. Калининград М.О., 1994, 60 с
75. J. Kim, S. J. Kline and J. P. Johnston, "Investigation of a Reattachment Turbulent Shear Layer: Flow over a Backward-Facing Step", Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering. 1980, v.102, p.302-308
76. J. K. Eaton and J. P. Johnston, "A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment", AIAA, 1980, Paper AIAA-80-1438
77. Г. Шлихтинг Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974.
78. С.И. Девнин Аэрогидромеханика плохообтекаемых конструкций. Справочник. – Л.: Судостроение, 1983
79. Santoro, R.J. (1997) "An Experimental Study of Characteristic Combustion-Driven For CFD Validation" // Final Report for NASA Contract NAS8-38862. Propulsion Engineering Research Center and Department of Mechanical Engineering. The Pennsylvania State University. University Park, PA., 119 p
80. N.A.CHIGIER, J.BELLAN PROGRESS IN ENERGY AND COMBUSTION SCIENCE. Progress in Energy and Combustion Science 2009; 364
81. Lieuwen T, Yang V. Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modeling. Progress in Astronautics and Aeronautics 2005;210.

82. С. В. Жлуктов, А. А. Аксёнов, С. А. Харченко и др. Моделирование отрывных течений в программном комплексе FlowVision-НПС Вычислительные методы и программирование. М.: 2010, Том 11. С. 234–245.
83. Ю.М.Кочетков Турбулентность. Возникновение неустойчивости в ЖРД. Двигатель №2(80) 2012г.
84. Ю.М.Кочетков Турбулентность. Генеральная последовательность синхронных частот. Двигатель №1(85) 2013г.
85. Фурлетов В.А. Прекращение периодического образования вихрей за стабилизатором в акустически задемпфированной камере после воспламенения смеси // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, №2. С.65–71.
86. Нестационарное распространение пламени / Под ред. Дж. Маркштейна. – М.: Мир, 1968. 438 с.
87. Михайлов А.И., Горбунов Г.М. "Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей", 1959 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Исследования, проведенные в диссертационной работе, выполнены на камерах сгорания, схемы которых и рабочие характеристики для максимальной нагрузки ГТУ представлены в таблице 1.1.

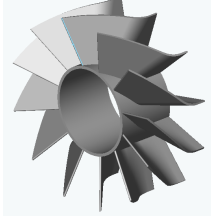
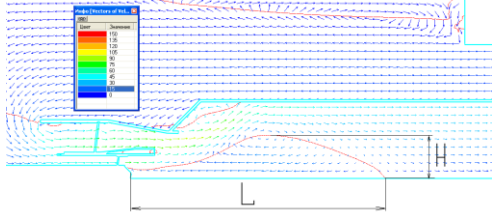
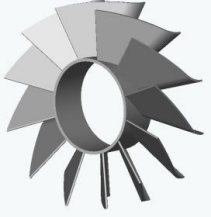
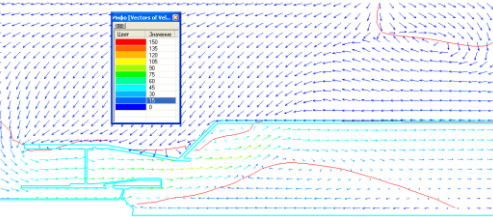
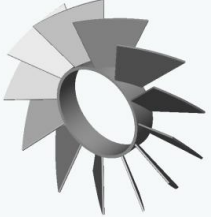
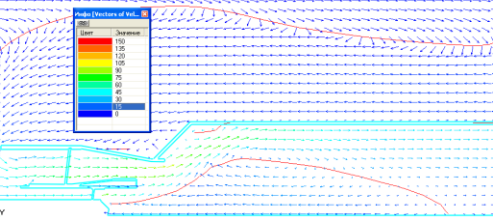
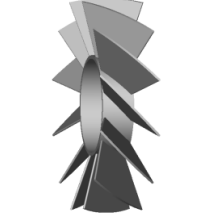
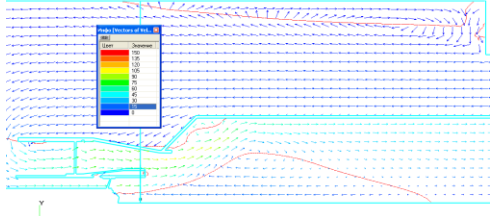
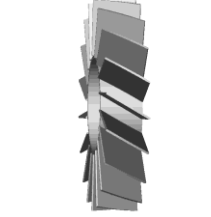
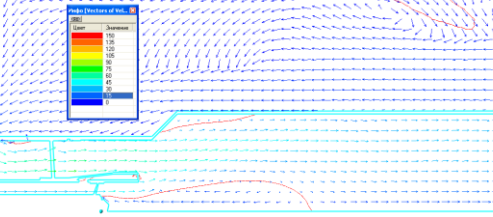
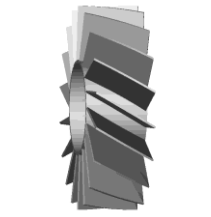
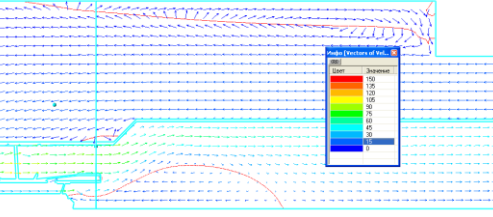
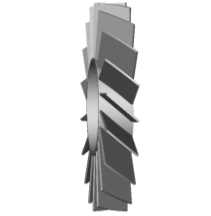
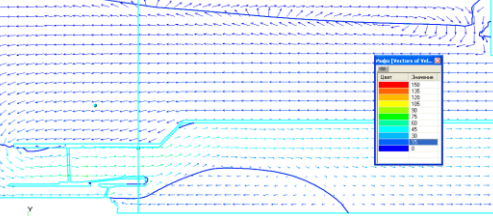
Таблица 1.1

№	КС	Схема	Объемный расход воздуха на КС, V_v , м ³ /с	Температура воздуха на входе в КС, $T_{вх}$, К	Температура воздуха на выходе из КС, $T_{вых}$, К	Коэффициент избытка воздуха КС, α
1	ГТЭ-110		2,01	678	1483	2,7
2	Модельная КС		0,155	678	1483	2,7
3	ГТУ-25		0,39	828	1636	2,45
4	ГТУ-6		0,479	581	1256	3,552

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Отработка завихрителя ОГ

Численные исследования проводились для следующих параметров воздуха: расход воздуха $G_B = 0,174$ кг/с ($V_B = 0,269$ м³/с); плотность $\rho_B = 0,636$ кг/м³; давление $P_B = 106$ кПа; температура $T_B = 581$ К (308°C).

Вариант	Модель завихрителя	Поле векторов скорости и изолиния осевой нулевой скорости в продольном сечении
1		
2		
3		
4		
5		
6		
7		

Результаты расчёта были сведены в таблицу (см. Таблица 2.1.)

Таблица 2.1. Результаты расчёта

Вар-т	ΔP , %	$G_{ш}$, %	$G_{ш}$, %	$\alpha_{ср.пер.}$, °	$\Theta_{пер.}$, °	$M_{рез.}$, %	L , м	H , м
1	2,96	16,2	83,8	45	30,74	20,14	0,223	0,038
2	4	16,4	83,6	45	31,35	20,3	0,2412	0,038
3	4,12	15,93	84,07	45	33,64	18,2	0,2114	0,038
4	4,03	14,45	85,55	45	34,82	21,7	0,2648	0,041
5	1,4	10,4	89,6	30	27,46	2,1	0,14	0,021
6	1,59	6,7	93,3	30	28,4	6,95	0,162	0,033
7	1,73	88,7	11,3	40	33,12	9,7	0,171	0,017

Вар-т	Кол-во лопаток, шт	$F_{п.с.з.}$, см ²	$F_{пер.}$, см ²	$D_{пер.}$, мм	$L_{з.внеш.}$, мм
1	12	39,36	40,83	86	37,52
2	12	39,36	40,83	86	33,72
3	12	39,36	40,83	86	24,72
4	12	39,47	40,83	86	27,88
5	18	45,99	52,53	98	20
6	18	45,99	52,53	98	30,1
7	18	40,14	52,53	98	16

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Таблица 3.1 Режимы исследования и результаты эксперимента модельной КС:

Режим	Дата	Параметры воздуха						Расход топлива					$\alpha_{\text{альфа ср}}$	Результаты замеров									
		$G_{\text{в}}$	$t_{\text{в}}$	$P_{\text{кс вх}}$	$W_{\text{жт}}$	V	$A_{\text{рвч}}$	$V_{\text{кс рсч}}$	$V_{\text{осн}}$	$V_{\text{лил}}$	PFR	$\Delta P_{\text{кс}}$		$\Delta P_{\text{кс}}$	O_2	NO	NO_x	NO_x пр O_2	CO	CO_2	CH_4	α	$\eta_{\text{сг пр}}$ 1сеч
		кг/с	С	кПа	м/с	$\text{м}^3/\text{с}$	$\text{кг/с} \cdot \sqrt{\text{К/бар}}$	кг/ч	кг/ч	кг/ч	%	-		кПа	%	%	ppm	ppm	ppm	ppm	%	ppm	-
№28	11.12.2012	0.069	331	109.2	13.9	0.109	1.547	8.28	8.28	0.00	0.0	1.80	3.995	3.8	9.40	26.6	27	13.85	33.00	6.12	0.00	1.81	99.982
№23	14.12.2012	0.092	342	115.	17.9	0.140	1.968	10.23	10.23	0.00	0.0	1.91	5.162	4.7	9.72	10.9	11	5.81	24.00	5.89	0.00	1.86	99.99
№21	14.12.2012	0.091	338	115.7	17.6	0.137	1.940	11.40	11.40	0.00	0.0	1.69	5.052	4.6	8.18	20.8	21	9.74	36.00	6.56	0.00	1.64	99.98
№18	22.11.2012	0.083	379	359	17.4	0.136	1.854	8.96	7.10	1.86	20.4	1.97	5.570	5.128	11.95	16	17	11.20	22	4.98	0	2.33	99.98

Таблица 3.2 Таблица влияния расхода воздуха ПГ на амплитуду пульсаций давления замерные в эксперименте (расход воздуха на КС $G_{\text{свм}}=0.091$ кг/с)

Режим	Дата	$G_{\text{ПГ}}, \%$	α	$T_{\text{вх}}, \text{C}$	$A', \text{ бар}$	$f, \text{ Гц}$
23	14.12.2012	7,3	1,9	340	0.3	380
24	15.01.2013	4	1,94	350	0.17	362
16	24.01.2013	2	1,91	350	0.06	349

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

ГТ-6П

Таблица 4.1 Параметры работы КС на разных нагрузках ГТ-6П

Параметры	Режим 100%	Режим 50%	Холостой ход
Мощность N_e , МВт	6,0	3,0	0
Давление на входе P_k^* , кгс/см ²	8,66	6,37	3,0
Температура на входе T_k^* , К	581	521	416
Расход топлива V_b , кг/ч	1680	998,7	373,3
Расход воздуха через жаровую часть $G_{бж}$, кг/с	28,51	23,01	9,94
Объемный расход воздуха через 1 ЖТ, $V_{бж}$, м ³ /с	0,479	0,471	0,345
Температура газа на выходе T_r , К	1256	1041	805
Коэффициент избытка воздуха на выходе КС, $\alpha_{кс}$	3,552	4,825	6,805

Таблица 4.2 Конструктивные изменения газосборника ГТ-6П

Вариант	$F_{охл}$, см ²	$F_{см}$, см ²	КОЛ и $D_{отв}$, мм
Гзсб 1	3,43	-	-
Гзсб 2	3,43	14,32	2 отв $\varnothing 20$ 1я секц 4 отв $\varnothing 16$ 2я секц
Гзсб 3	3,43	12,05	2 отв $\varnothing 16$ 1я секц 4 отв $\varnothing 16$ 2я секц
Гзсб 4	3,43	12,56	4 отв $\varnothing 20$ 1я секц
Гзсб 5	3,43	12,69	2 отв $\varnothing 22$ 1я секц низ 2 отв $\varnothing 18$ 1я секц верх
Гзсб 6	3,43	16,1	2 отв $\varnothing 25$ 1я секц низ 2 отв $\varnothing 20$ 1я секц верх
Гзсб 7	3,43	22,05	2 отв $\varnothing 22$, 1 отв $\varnothing 21,5$ 1я секц низ 2 отв $\varnothing 18$, 1 отв $\varnothing 17,2$ 1я секц верх

Расположение мест замеров статического давления воздуха $p_{ст}$, перепадов давлений Δp_i , температуры воздуха t_k и продуктов сгорания t_r , температуры металла стенки ЖТ $t_{ст}$, отбора проб продуктов сгорания C_1 и воздуха в межтрубном пространстве C_2 на хим. анализ показано на рисунок 4.1. Замер пульсаций давления осуществляется в объеме межтрубного пространства и располагается в двух местах на боковой стенке отсека, первое – в районе входа в ГУ, второе - в районе соединения ЖТ с газосборником.

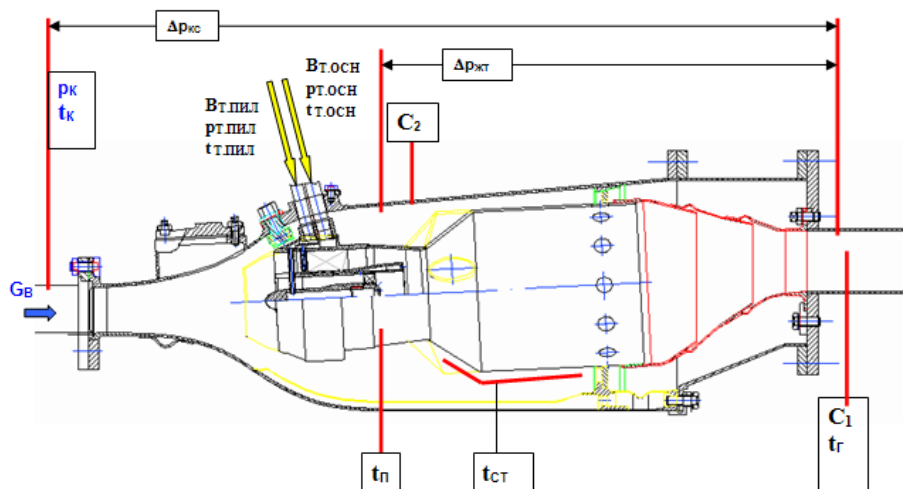


Рисунок 4.1 Схема расположения мест замеров.

Расход воздуха и природного газа определялся с помощью нормальных диафрагм с острой кромкой с использованием датчиков давления и перепада давления Сапфир-22МП с классом точности 0,2.

Измерение химического состава продуктов сгорания (концентрации основных реагентов - O₂, CO₂, CO, NO, NO₂, CH₄) осуществляется при помощи анализаторов: Testo- 350M и Infracolight -11E.

Для определения всех температур на экспериментальном участке используются термопары типа ХА. Измерение пульсаций давления воздуха осуществляется высокотемпературными датчиками ПД-10ВТ с ЦАП L-Card E-440.

Температура продуктов сгорания за КС определяется как среднеарифметическая по показаниям двадцати термопар. Схема расположения термопар за КС представлена на рисунок 4.2.

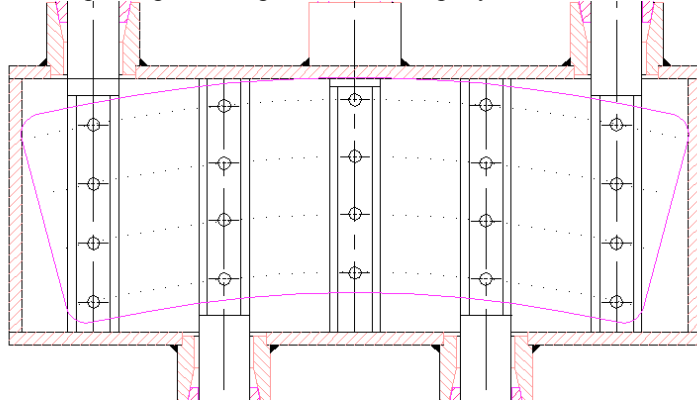


Рисунок 4.2 Схема расположения термопар за КС.

Поля температур

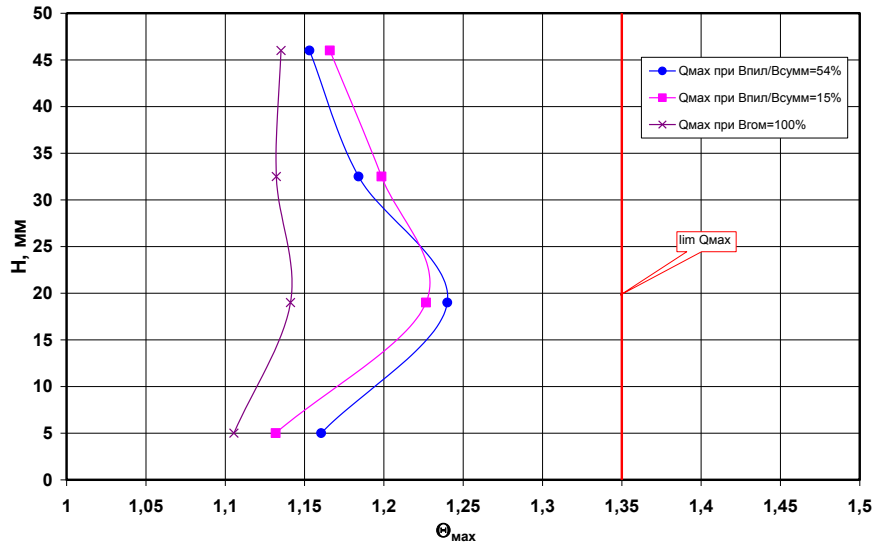


Рисунок 4.3 Максимальная относительная неравномерность поля температур по подогреву с разным соотношением топлива между каналами на режиме 100% нагрузки для варианта Гзсб 7.

В процессе доводки варианта КС с Гзсб 7 были получены удовлетворительные поля температур на выходе из газосборника, как видно из рисунок 4.3 для варианта 23.

Обработка результатов испытаний

Расходы воздуха и топлива вычислялись по замеренным давлениям, перепадам и температурам на шайбах по формуле:

$$G_i = K \sqrt{\frac{p_i \cdot \Delta h}{T}}$$

где K – расходный коэффициент, p_i – давление перед диафрагмой, T – температура перед диафрагмой, Δh – перепад на диафрагме.

Полное давление воздуха на входе и выходе из КС определялось по замерам расхода воздуха G_B и статического давления на входе и выходе из КС по формуле:

$$y(\lambda)_i = \frac{G_B \cdot \sqrt{T_B}}{0.3965 \cdot P_{CTi} \cdot F_i}$$

$$\pi(\lambda)_i = \frac{P_{CT_i}}{P_i^*}$$

где

G_{θ} - расход воздуха на входе в горелочное устройство, кг/с;

T_{θ} - температура воздуха на входе в горелочное устройство, °К;

P_{CT_i} - статическое давление воздуха в i – ом сечении., кг/см²;

P_i^* - полное давление воздуха в i – ом сечении., кг/см²;

F_i - площадь сечения в i – ом сечении., м².

Потери тепла с химическим недожогом и полнота сгорания топлива η_{Γ} определяются по результатам химического анализа проб продуктов сгорания за камерой сгорания и подсчитываются по формулам:

$$q_3 = \frac{h \cdot Q}{10}, \text{ где}$$

$$h = \frac{100}{(100 - 4.76 \cdot O_2 - 0.4 \cdot CO - 1.6 \cdot CH_4)}; \quad Q = 30.2 \cdot CO + 85.5 \cdot CH_4$$

$$\eta_{\Gamma} = 100 - q_3$$

Результаты измерений концентрации NO_x и CO приводились к 15% O_2 по формуле (на примере NO_x):

$$C_{NO_x}^{прив} = C_{NO_x}^{изм} \left(\frac{20,9 - C_{O_2}^{см}}{20,9 - C_{O_2}^{изм}} \right), \text{ где}$$

$C_{NO_x}^{изм}$ – измеренная концентрация NO_x ,

$C_{O_2}^{изм}$ – измеренная концентрация O_2 ,

$C_{O_2}^{см}$ – стандартная концентрация O_2 .

В дополнение к определению коэффициента избытка воздуха α по хим. составу продуктов сгорания вычислялось его значение по замеренным расходам воздуха и топлива (при $L_0=17,2$).

ГТЭ-110

Объектом экспериментальных исследований является следующая материальная часть:

- основная горелка (ОГ) №1 и №2(Таблица 4.3);
- пилотная горелка (ПГ) №1 и №2(Таблица 4.4);
- жаровая труба (ЖТ) №1 (Таблица 4.5);

Таблица 4.3 Конструктивные особенности вариантов ОГ

Варианты ОГ	Количество отверстий на лопатке основного завихрителя для раздачи основного топлива, шт	Диаметр отверстий раздачи основного топлива, мм
2	6	1,3

Таблица 4.4 Конструктивные особенности вариантов ПГ

Варианты ПГ	Угол наклона отверстия подачи пилотного топлива к оси КС, гр.	Крутка пилотного завихрителя относительно основного
1	0	в разных направлениях
2	20	в одном направлении
3	20	в разных направлениях
4	30	в одном направлении

Таблица 4.5 Конструктивные особенности вариантов ЖТ№1

Варианты модификаций ЖТ № 1	Количество отверстий смесителя, шт
1	6

1-1	4
1-2	3

В Таблице 4.6 представлены варианты сборок МЭКС из указанной материальной части.

Таблица 4.6 Варианты сборок, испытанных при атмосферном давлении на стенде ВТИ.

№ сборки	ЖТ №	ОГ №	№ ПГ
1	1	1	1
2	1	1	2
8	ЖТ №1-2	1	2
9	ЖТ №1-2	1	4

Таблица 4.7 Температурные характеристики на выходе МЭКС на режиме XX

№ сборки	1	2	8	9
$\theta, \%$	1,363	1,22	1,136	1,076
Tmax, C	1207	1041	794	712

Были проведены доводочные испытания малоэмиссионной камеры сгорания (МЭКС) ГТЭ-110 на природном газе (стенды ОАО «ВТИ» и ОАО "ЦИАМ")

Объектом испытаний является следующая материальная часть:

- основная горелка (ОГ) №1
- пилотная горелка (ПГ) №4
- жаровая труба (ЖТ) №1-2

Результаты испытаний

В Таблицу 4.8 сведены экспериментальные данные, полученные при испытаниях МЭКС Сборки №1 и Сборки №9 на режиме холостого хода, полученные на стенде ВТИ и ЦИАМ при различных давлениях воздуха в отсеке камеры сгорания.

Таблица 4.8 Параметры на режиме XX

	Сборка № 1		Сборка № 9		
	1	8,6	1	6	8,6
P, атм	1,372	1,378	1,08	1,1	1,05
Q max (по гребенкам)	1196	1282	698	730	756
Tmax, C	650	650	650	650	650
T вых средн	330	330	330	330	330
T входа	2,7	2,9	1,15	1,25	1,33
Q по формуле в диссертации (6.3)					