

Казахский национальный университет имени аль-Фараби

Монография

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Оспанова Ш.С.

**СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА,
ДИСПЕРСИИ И ИСПАРЕНИЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ
ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ**

Алматы, 2016

УДК 532.5:532.135

Рекомендовано к изданию Ученым советом

Физико-технического факультета и РИСО КазНУ им.аль-Фараби

А в т о р ы:

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Оспанова Ш.С.

Р е ц е н з е н т ы:

доктор технических наук, профессор Абсадыков Б.Н.;
доктор технических наук, профессор Мессерле В.Е.;

Статистическое моделирование распада, дисперсии и испарения жидких капель при высокой турбулентности: Монография /Аскарова А.С., Болегенова С.А., Оспанова Ш.С.- Алматы: Қазақ университеті, 2017. – 158 с.

Монография посвящена численному моделированию процессов распада, дисперсии, испарения и горения капель жидкого топлива при высокой турбулентности. В монографии описаны основные характеристики и методы распыла жидких топлив, приведены виды специальных устройств, используемые в инжекторных системах подачи топлива. В работе изложена математическая модель и основные уравнения, описывающие процесс горения жидких топлив при высокой турбулентности: уравнения сохранения массы, импульса, внутренней энергии и концентрации, модели турбулентности, используемые при численных расчетах, в том числе метод моделирования на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса; химическая модель горения жидких топлив, уравнения движения одиночной жидкой частицы в потоке газа, а также уравнения, описывающие испарение, теплообмен и взаимодействие с газовой средой. Приведены результаты вычислительных экспериментов по определению оптимальных условий для горения жидких топлив. В монографии предложена модель многоструйного впрыска, которая используется в технических приложениях и двигателях внутреннего сгорания. Полученные результаты численного моделирования были сравнены с экспериментальными данными.

©

КазНУ им. аль-Фараби, 2016.

СОДЕРЖАНИЕ

	ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	4
	ВВЕДЕНИЕ	5
1	МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПЫЛА ЖИДКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ	16
2	ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О РАСПЫЛЕ И ГОРЕНИИ ЖИДКИХ ТОПЛИВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ	21
2.1	Основные характеристики жидких топлив	21
2.2	Механизм горения и методы распыла жидких топлив	25
2.3	Специальные устройства, используемые в инжекторных системах подачи топлива	33
2.4	Особенности распыла жидких топлив воздушным потоком	43
3	МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ТОПЛИВ	51
3.1	Уравнения сохранения массы, импульса, внутренней энергии и концентрации	51
3.2	Модели турбулентности, используемые при численных расчетах	53
3.2.1	Прямое численное моделирование	57
3.2.2	Моделирование крупных вихрей	57
3.2.3	Моделирование на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. $k - \varepsilon$ модель турбулентности	60
3.3	Химическая модель горения жидких топлив	64
3.4	Уравнения движения одиночной жидкой частицы в потоке газа	67
3.5	Уравнения, описывающие испарение, теплообмен и столкновение капель	69
4	ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ И	73

	ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ	
4.1	Физическая модель задачи о распыле и дисперсии жидких топлив в камере сгорания при высокой турбулентности	73
4.2	Определение оптимальных параметров процесса горения жидких топлив в камере сгорания	74
4.3	Результаты вычислительных экспериментов по влиянию давления и массы впрыскиваемого топлива на процесс распыла и дисперсии при высокой турбулентности	81
4.4	Сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными	85
5	КОМПЬЮТЕРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДИСПЕРСИИ И ГОРЕНИЮ ЖИДКИХ ТОПЛИВ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ	88
5.1	Результаты вычислительных экспериментов по исследованию влияния начальной температуры окислителя в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии капель при высокой турбулентности	88
5.2	Результаты вычислительных экспериментов по исследованию процессов распыла и дисперсии капель при высокой турбулентности при изменении скорости впрыскиваемых капель	96
6	ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСТРУЙНОГО ВПРЫСКА ЖИДКОГО ТОПЛИВА	103
6.1	Особенности многоструйного впрыска и его практическая реализация	103
6.2	Результаты вычислительных экспериментов по многоструйному впрыску и сравнение с экспериментальными данными	108
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	121
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	124

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

E – энергия активации;

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

J – вектор теплового потока;

k – кинетическая энергия турбулентности;

L – удельная теплота парообразования;

P – давление жидкости;

R_0 – универсальная газовая постоянная;

Q – тепловой эффект реакции горения;

T – температура;

u – скорость жидкости;

W_m – молярная масса компоненты m ;

δ – дельта-функция Дирака;

ε – скорость диссипации турбулентной кинетической энергии;

ρ_p – плотность частицы;

r_p – радиус частицы;

d_p – диаметр частицы;

ρ_m – массовая плотность жидкой фазы;

ρ – полная массовая плотность;

\vec{F}^s – скорость отдачи импульса на единицу объема из-за впрыска;

\dot{W}^s – источниковый член вследствие взаимодействия с впрыском;

Нижние индексы:

p – пакет частицы;

g – газовая фаза;

m – компонента химической реакции.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, несмотря на прилагаемые усилия по освоению и использованию возобновляемых источников энергии, 85% всей энергии, потребляемой в мире, получают от сжигания ископаемых видов топлива. Как показывает статистика, 39% общего энергопотребления приходится на сжигание жидких топлив и 97% от этого общего производства энергии используется в транспортном секторе. В то время как мы продолжаем пользоваться жидкими топливами, как основным источником энергии, первостепенное значение имеет повышение эффективности и минимизация воздействия на окружающую среду устройств, деятельность которых направлена на сжигание этого вида топлив. Во многих странах мира в последнее время резко возросли требования к качеству топлив с точки зрения их экологической безопасности.

Разработка улучшенных систем преобразования энергии, имеющих более высокую эффективность и низкий уровень выбросов, занимает основное место в сокращении производства парниковых газов. Особенно это касается диоксида углерода (CO_2) и этот факт является гарантией того, что в будущем воздушный транспорт не приведет к нежелательному ухудшению озонового слоя стратосферы. По прогнозу Международного энергетического агентства объем мирового потребления нефти будет увеличиваться.

Необходимость детального исследования физико-химических процессов, протекающих при горении жидких топлив, определена возросшими требованиями к эффективности работы различных технических устройств, точности прогнозирования воспламенения и обусловлена современными экологическими требованиями по охране окружающей среды. Эффективность работы различных технических устройств, в частности, двигателей

внутреннего сгорания в значительной степени базируются на результатах фундаментального исследования физико-химических процессов горения.

Актуальность исследования обусловлена тем, что в настоящее время, основным источником вырабатываемой энергии (около 80%) является энергия, различных типов топлив. Горение будет оставаться основным источником энергии еще много лет, несмотря на то, что применение ядерной энергии в промышленно развитых странах расширяется, а методы использования энергии солнца, ветра и приливов интенсивно разрабатываются. Проблема образования вредных веществ и ограниченность ресурсов топлива приводит к необходимости организации более экономичных способов его сжигания [1].

Горение жидких топлив отличается рядом специфических особенностей, обусловленных протеканием химических реакций в условиях динамического и теплового взаимодействия реагентов, интенсивного массопереноса при фазовых превращениях, а также зависимостью параметров процесса, как от термодинамического состояния системы, так и от ее структурных характеристик. Так как исследование горения невозможно без его детального изучения, то на первый план выходит проблема фундаментального исследования закономерностей процессов тепломассопереноса при сжигании различных видов топлив.

Численное исследование горения жидких топлив является сложной задачей теплофизики, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений. Поэтому вычислительный эксперимент становится все более важным элементом исследования процессов горения и проектирования различных устройств, использующих процесс горения. Можно с уверенностью говорить, что его роль будет

возрастать и в дальнейшем. Поэтому все большее распространение в теплофизике получают методы вычислительной гидродинамики, поскольку появляется возможность оптимизировать эксперимент на основе его виртуального прототипа.

К настоящему времени становится все более ясным, что все проблемы, возникающие в аэро- и гидродинамике при численном решении уравнений Навье - Стокса, вряд ли будут решены. Поэтому в связи со всевозрастающим применением численных исследований при решении научно-технических задач важно обеспечить как можно большую научную и практическую сторону вопроса. Это возможно лишь при условии глубокого проникновения методов математического моделирования в ту или иную предметную область.

Благодаря достигнутому высокому уровню исследований открываются перспективы широкого применения методологии и конкретных физических результатов в рассматриваемых направлениях, а также пути более эффективного применения методов математического моделирования с использованием современной вычислительной техники в различных предметных областях [2].

В качестве актуальности вопроса использования жидких топлив можно сказать, что в течение последних лет выпускаются 60 миллионов легковых автомобилей, то есть 165 000 автомобилей производятся за день. Двигатели автомобилей нынешнего поколения существенно отличаются от тех, что использовались несколько десятилетий назад. Основной процесс горения в двигателях остается прежним, но виды впрысков существенно различаются. Например, современные двигатели с электронным управлением системы впрыска вместе с механизмами сжатия воздуха, который

способствует улучшению процесса горения, используют только требуемое количество топлива [3-6].

Более 50% автомобилей выпускаются в Азии и Океании, в то время как Европа производит почти треть от общего числа автомобилей в мире. В последнее десятилетие общее число автомашин, выпускаемых в год, увеличилось на 20 миллионов, что приводит к высокому росту загрязняющих веществ, которые представляют собой большую угрозу для окружающей среды [7-12].

Эффективность топливоиспользования, а значит, в конечном счете, производительность и экологичность установки в целом, зависит от правильной (оптимальной) организации сжигания топлива, включающей процессы подготовки топлива, топливоподдачи и рационального сжигания. Все исследования в области создания эффективных двигателей внутреннего сгорания направлены на то, чтобы уменьшить количество загрязняющих веществ, выбрасываемых транспортными средствами в атмосферу.

В выбросах от бензиновых и дизельных двигателей внутреннего сгорания содержатся диоксид углерода (CO_2) и окись углерода (CO). Частично сжигаемое топливо присутствует и в выхлопных газах, которые формируют сложную смесь углеводородов (УВ), таких как метан (CH_4). Также в составе продуктов сгорания выделяются твердые частицы и окислы азота (NO_x), последние в свою очередь являются общими составляющим дизельных выбросов.

Таким образом, проблемы экономии энергоресурсов и улучшения экологического состояния теплоэнергетического объекта во многом зависят от организации качественного сжигания топлива. Однако, учитывая тот факт, что все имеющиеся технологии топливоподготовки и собственно сжигания доведены практически до

совершенства, а КПД и экологическая чистота котлоагрегатов во многих случаях оставляет желать лучшего, остро встает проблема поиска конструктивно новых методов в данной области. В этом случае **актуальным** в решении поставленных задач является моделирование процессов распада, дисперсии, испарения и горения капель жидкого топлива при различных начальных условиях.

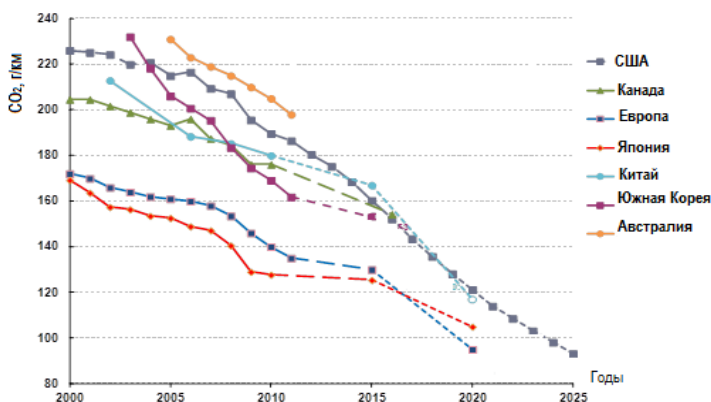


Рисунок 1 - Стандарты выбросов углекислого газа CO₂

Положения о выбросах загрязняющих веществ с течением времени становятся все жестче, например, до 2025 года вследствие установленных по всему миру основных правил планируется снизить выброс углекислого газа CO₂ от легковых автомобилей до порядка 100 мг/км (рисунок 1 [13-15]). Хотя углекислый газ не является токсичным газом, все же он представляет опасность для окружающей среды из-за возникающего парникового эффекта. Ежегодный выброс углекислого газа, по оценкам [16-18], составляет около 30 млрд. тонн вследствие различных видов человеческой деятельности во всем мире.

Концентрация углекислого газа от всех источников с 1750 года возросла на 31%.

На современном этапе развития энергетики проблемы экологии приобретают приоритетное значение. Известно, что Международным энергетическим агентством (IEA) поставлена задача к 2050 году использовать в качестве энергоносителя до 80% возобновляемые источники энергии и вдвое сократить выброс в атмосферу углекислого газа CO_2 как показателя эмиссии вредных веществ [19]. Поэтому совершенствование систем и устройств для сжигания различных видов топлива направлено на повышение КПД и как следствие на снижение эмиссии вредных веществ в атмосферу. Достигается это в том числе путём усовершенствования горелок для сжигания таких видов топлива как газ и жидкое топливо, а во-вторых, за счёт интенсификации теплообмена в энергетических установках.

В связи с этим многие зарубежные фирмы на основе экспериментальных исследований разрабатывают горелки для сжигания топлива с пониженной эмиссией оксидов азота NO_x и окиси углерода CO . В частности в г. Эссене в Институте «Gaswarme Institut e.v. Essen» была выполнена подобная работа, которая позволила дать рекомендации для существенного снижения эмиссии азотистых веществ N_2 при сжигании различных видов топлива [20]. Экспериментально было установлено, что в топочном пространстве образуется зона интенсивной рециркуляции горячего газа, поступающего из сопла с топливом, что позволяет повысить температуру его горения до максимальной.

В результате за счёт оптимальной конструкции топки, обеспечивающей эффективное перемешивание воздуха с горючими газами и повышение температуры горения с помощью таких диффузионных горелок с пламенем под

девизом «Blauer Engel» - «голубой ангел» удаётся резко снизить эмиссию оксидов азота NO_x в атмосферу. В связи с энергетическим кризисом ряд исследователей Университета в г. Бохуме «Ruhr-University Bochum» и Института «Gaswarme-Institut» в г. Эссене подчёркивают, что низкокалорийные виды топлива не потеряют своего значения, поскольку техника их сжигания всё время совершенствуется [21].

Правила экологического стандарта Евро 5, регулирующего содержание вредных веществ в выхлопных газах вступил в силу 1 сентября 2009 года и были применены ко всем новым автомобилям с 1 января 2011 года. Стандарт Евро 6, правила которого более жесткие по сравнению с предыдущим, действует с 1 сентября 2014 года и будет применяться ко всем новым средствам передвижения с 1 января 2015 года. Поэтому в свете этих правил необходимо улучшение качества двигателей внутреннего сгорания, которые в свою очередь контролируются системой впрыска жидкого топлива. Нормы выбросов вредных веществ в прошлом, сейчас и будущем представлены в Таблице 1 [22, 23].

В связи со сказанным выше особое значение и актуальность приобретает интенсификация производства, снижение материалоемкости оборудования, экономное расходование топлива, охрана окружающей среды. Весьма важной является задача создания научных основ интенсивных технологических процессов, обеспечивающих комплексное использование топлива и его отходов, исключаящих вредное воздействие производства на биосферу. Новая стратегия охраны природы и энергосбережения предполагает выбор наиболее эффективных достижений научно-технического прогресса. Среди них особо выделяются три основные группы

мероприятий: утилизационные, энергетической модернизации, интенсивного энергосбережения.

Таблица 1 - Нормы выбросов вредных веществ в ЕС для легковых автомобилей

Евростандарт	Дата внедрения	СО (г/км)	Угледородаы (ТНС) (г/км)	Неметановые углеводородаы (NMHC) (г/км)	NO _x (г/км)	HC=N O _x (г/км)	Твердые частицы (PM) (г/км)
Дизельное топливо							
Евро I	Июль 1993	2.72	-	-	-	0.97	0.14
Евро II	Январь 1997	1.00	-	-	-	0.70	0.08
Евро III	Январь 2001	0.64	-	-	0.50	0.56	0.05
Евро IV	Январь 2006	0.50	-	-	0.25	0.30	0.025
Евро V	Сентябрь 2010	0.500	-	-	0.180	0.230	0.005
Евро VI	Сентябрь 2015	0.500	-	-	0.080	0.170	0.005
Бензин							
Евро I	Июль 1993	2.72	-	-	-	0.97	-
Евро II	Январь 1997	2.20	-	-	-	0.50	-
Евро III	Январь 2001	2.30	0.20	-	0.15	-	-
Евро IV	Январь 2006	1.00	0.10	-	0.08	-	-
Евро V	Сентябрь 2010	1.000	0.100	0.068	0.060	-	0.005
Евро VI	Сентябрь 2015	0.100	0.100	0.068	0.060	-	0.005

Для сжигания жидкого топлива необходима организованная подача топлива и окислителя. Роль окислителя выполняет кислород воздуха, поступающего в

горелки холодным или подогретым. Подготовка топливовоздушной смеси к сжиганию в топках выполняется горелочными устройствами. Жидкое топливо в горелки подается форсунками. Назначением форсунок является дробление топлива на возможно мелкие капли и подача его в поток воздуха для получения готовой для сжигания топливовоздушной смеси.

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что исследование распада, дисперсии и испарения жидких капель при высокой турбулентности является актуальной задачей, которая может быть решена методами математического и статистического моделирования.

1 МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПЫЛА ЖИДКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Методы математического моделирования нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Эти методы включают в себя разработку физических и математических моделей, численных методов и программного обеспечения, проведение численного эксперимента с привлечением средств вычислительной техники (его результаты анализируются и используются в практических целях). В науке и технике преимущества метода компьютерного моделирования очевидны: оптимизация проектирования, сокращение затрат на отработку, повышение качества продукции, уменьшение эксплуатационных расходов и т.д. Численное моделирование существенно преобразует также сам характер научных исследований, устанавливая новые формы взаимосвязи между экспериментальными и математическими методами.

Применение математического моделирования в области исследований процессов тепломассопереноса в течениях с горением привело к появлению различных программно-ориентированных пакетов, с помощью которых более или менее успешно решаются как фундаментальные задачи, так и прикладные.

Внедрение новых технологий требует значительных затрат, в связи с чем к методам проектирования и отработки оборудования предъявляются все возрастающие требования. Таким образом, в настоящее время, особое внимание приобретает не только создание эффективных физических и математических моделей, но и разработка новых более совершенных методов численной реализации систем разностных уравнений, описывающих конвективный тепломассоперенос в камерах сгорания. Математическое моделирование горения жидких топлив является сложной задачей, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений: многоступенчатые цепные химические реакции, перенос импульса, тепла и массы путем конвекции, молекулярный перенос, излучение, турбулентность, испарение жидких капель.

Распыл струи жидкости имеет широкое практическое применение во многих системах подачи топлива, а также в камерах сгорания современных авиационных двигателей. Подобный тип радиальной подачи в поперечный поток улучшает характеристики распыления топлива, испарения образующегося впрыска и используется в богатых камерах сгорания, а также в камерах с быстрой подготовкой обедненных смесей или с предварительным смешением и испарением топливно-воздушной смеси. Данная задача широко применяется для изучения процесса распада струи жидкости на капли.

Детальное экспериментальное исследование процесса распыливания на реальных форсунках затруднено ввиду широкого диапазона размеров частиц и плотности «засеивания» потока воздуха частицами жидкости. Наиболее приемлемым является численное моделирование, которое в общем случае включает моделирование распада струй и пленок жидкости на сгустки, вторичного дробления сгустков на капли и дальнейшего переноса капель потоком воздуха. Отработка методики расчета процесса формирования и дробления топливной пленки при распыливании является первоочередной задачей при расчете движения частиц. При этом в прикладных задачах, несмотря на постоянно совершенствующиеся вычислительные ресурсы, основной проблемой при выполнении расчетов распыла является необходимость обеспечения требуемой степени дискретизации расчетных областей ввиду широкого диапазона пространственных масштабов, на которых происходит распыл.

При распыливании жидкого топлива пневматической форсункой газотурбинного двигателя размер капель может достигать нескольких микронов, в то время как размеры топливных каналов превышают их на несколько порядков. Использование равномерных сеток при описании распада жидкой пленки на множество капель различного размера требует корректного разрешения сеточной моделью границ раздела фаз, а это приводит к непомерно высоким вычислительным затратам. Применение локального измельчения сеток помогает приблизиться к решению проблемы, поскольку позволяет обойтись менее детальными сетками. Но в этом случае встает вопрос влияния на результаты моделирования динамического изменения сеточной модели, связанного с характеристиками воздушно-капельного потока.

Аналитическое исследование процесса горения капли жидкого топлива основывается на учёте взаимного влияния факторов, определяющих химическую кинетику, теплообмен, испарение и другие явления, сопровождающие горение и обусловленные им. Построение полной теоретической схемы процесса горения связано с преодолением чрезвычайно больших трудностей. Поэтому в теоретических работах рассматриваются идеализированные схемы с использованием ряда упрощающих предпосылок.

Теория диффузионного горения одиночной капли топлива была впервые создана Г.А. Варшавским в 1945 году [24]. Теории горения капли, созданные за рубежом, Сполдингом, Голдсмитом и Пиннером [25], основаны на более упрощённых предпосылках, например, не учитывают зависимость коэффициентов теплопроводности от температуры. В последнее время появилось большое число работ, в которых учитывается конечность скорости химической реакции.

Л. Н. Хитриным была предложена методика расчета времени горения движущихся капель при допущении, что теплообмен капель с окружающей средой осуществляется только за счет конвекции. В простейшем случае автором выведена формула, которая качественно правильно отражает влияние различных факторов на время горения капли [26].

До сих пор рассматривались лишь эксперименты по горению подвешенных капель, выполненные в поле сил тяготения, когда проявляется влияние естественной конвекции и сферически симметричное горение отсутствует. Однако, при горении реальных распыленных топлив из-за того что жидкие капли, составляющие облако распыла, очень мелкие, влияние естественной и вынужденной конвекций существенным образом не проявляется и

наблюдается сферическое горение. Чтобы исследовать характеристики такого горения и сопоставить полученные результаты с теорией, развитой для модели сферического горения, необходимо осуществить и изучить экспериментально горение в отсутствие естественной конвекции. Так, например, влияние вынужденной конвекции на горящую каплю рассмотрено экспериментально Голдсмитом [27], который помимо собственных данных цитирует также результаты Сполдинга [28].

Также испарение капель жидкости впервые изучалось экспериментально Б.И. Срезневским, а теоретически Д.С. Максвеллом и И. Ленгмюром [29-31]. Затем появилось значительное число работ, посвященных описанию процессов тепло- и массообмена, сопровождающих испарение капли [32-34].

В монографии [35] изложена теория распыливания механическими и пневматическими форсунками и даны основные расчетные рекомендации, вытекающие из обобщения материала и подтвержденные экспериментами. Здесь же рассмотрены распылители, нашедшие широкое применение в топочной практике стационарных паровых котлов, камер горения газовых турбин и промышленных печей. Наряду с освещением вопросов, связанных с распыливанием жидкого топлива и с конструкциями форсунок, в книге уделено место материалам по горению единичной капли и факела жидкого топлива. Рассмотрены также некоторые принципы конструирования топочных устройств паровых котлов и камер горения газовых турбин, что необходимо для определения нужной тонкости распыливания и характера распределения капель жидкого топлива по сечению факела.

С развитием современной науки о реактивной технике многие исследователи начали уделять внимание тепловым и химическим процессам, происходящим внутри

двигателей ракетной и авиационной техник. Советский ученый - инженер Ф.А. Цандер, специализировавшийся в области реактивного движения, отметил весьма важные вопросы реактивной техники. Он разработал теорию струйных двигателей, исследовал различные виды жидких топлив с целью выбора наиболее эффективных из них для работы реактивного двигателя и рассмотрел ряд вопросов связанных с реактивной техникой [36]. В двигателях внутреннего сгорания ракетной и авиационной техники струя жидкости распыляется спутной струей газа с высокой скоростью. Такой тип распыла был назван распылением воздушным потоком, который был исследован в работах многих ученых, таких как М. Гороховский, М. Ламберт, З. Фараго, в области моделирования двухфазных течений [37-41]. В виду практической важности, ими были проведены экспериментальные и аналитические исследования этого процесса. Такие исследования показали, что в процесс первичного распыла воздушным потоком вовлечено большое количество безразмерных масштабных параметров.

Для комплексного экспериментального исследования двухфазных течений возникает необходимость применения специального оборудования и особых рабочих тел (необходимо сформировать поток капель определенного размера и заданного компонентного состава), а также разработать и использовать специальные методы измерения параметров потока и соответствующую измерительную технику, что сильно усложняет данный процесс. Развитие математического моделирования течений подобного типа и современные мощности электронно-вычислительных машин позволяют в определенной мере получить данные о поведении двухфазного потока, но без получения экспериментальных данных, позволяющих провести проверку используемых

математических моделей невозможно проверить адекватность их применения и точность полученных результатов. В свете таких трудностей все более часто находят применение феноменологические модели таких течений.

Гороховский М. в своей работе [42] разработал новую подсчетную стохастическую модель для распада жидких частиц при высокой турбулентности. Разработанная модель описывает распад частиц в элементарном пространстве, где распространяется жидкость через время релаксации при распределении капель по радиусам. Данная модель была реализована в программном пакете KIVA-II совместно с моделью отслеживания траектории Лагранжевых частиц.

В работе [43] Гороховский М. и др. авторы вышеозначенную подсчетную стохастическую модель применили для исследования распыленных жидких капель. Следуя концепции Колмогорова, рассматривая распад твердой частицы в виде дискретного случайного процесса, авторы работы исследовали распыл жидких сгустков при высокой относительной скорости движущегося газа в рамках некоррелированных событий распада, которые с вою очередь не зависят от начального размера капель. Также в работе дискретная модель распада Колмогорова была модифицирована в виде дифференциального уравнения Фоккера-Планка для функции плотности вероятности радиусов капель.

Гороховский М.А., Винкович И. и др. ученые, специализирующиеся в области исследования распыла жидких топлив в авиационных и ракетных двигателях, совместно с моделированием крупных вихрей применили стохастическую модель Лагранжа для описания дисперсии капель в турбулентном пограничном слое. В данной работе авторы, принимая во внимание движение капель по

траектории Лагранжа, в отфильтрованном подсеточном масштабе описали скорость жидкой капли модифицированными трехмерными уравнениями Ланжевена [44].

В работе [45] М. Гороховский и В. Савельев в рамках теории распада Колмогорова при больших числах Вебера рассмотрели распад капель жидкости. В данной работе было приведено уравнение баланса популяции капель для их распределения по радиусам в виде инварианта относительно группы масштабного преобразования. В данной работе авторами было показано, что благодаря закону симметрии предельное решение этого уравнения является функцией силы.

Также в работе [46] Гороховский М. и др. применили модель турбулентного горения, которая основывается на плотности функции вероятности, теории горения распыленного топлива при условиях горения в дизельных двигателях. Данный подход, примененный авторами работы, учитывает эффекты турбулентности и случайной динамики испаренных жидких капель, которые влияют на среднюю скорость химической кинетики процессов. Также в работе приведена функция плотности вероятности для переменных, описывающих газовую среду, где испаренные капли жидкости рассматриваются с точки зрения источниковых членов.

Целью феноменологических моделей является представление наиболее существенных характеристик формирования распыла, при этом не расходуя огромного количества вычислительных ресурсов. Первая категория феноменологических моделей состоит из простых Лагранжевых моделей, которые часто используются в промышленных цифровых кодах в течение последних тридцати лет. В таких моделях предшествующими механизмами первоначального распада жидкой струи выступают поверхностные неустойчивости [47, 48],

распределение капель [49], спонтанный распад [50], турбулентность струи [51] и кавитация [52-54].

Полученные в работах [55-63] данные позволяют понять основу теории диффузионного горения, которая была создана аналогично с процессом горения угля. В показанной этих работах теории испарения и горения одиночной капли каплю горючего, помещенную в газ, рассматривают в сферически симметричном приближении и принимают ряд упрощающих допущений.

В классической теории используется предположение о подобии диффузионных и тепловых явлений в окрестности капли. Это предположение позволяет аналитически определить время жизни капли, температуру пламени, расстояние от поверхности капли до фронта пламени и некоторые другие параметры. Однако, применительно к современным задачам, особенно задачам управления горением струй и снижения выхода вредных веществ при горении, такая простая модель мало эффективна. Для решения таких задач требуются данные о динамике физических и химических процессов в самой капле и ее окрестности. Так, к примеру, в работе [64] представлены результаты анализа испарения одиночной капли при использовании модели независимой диффузии компонентов – паров топлива, кислорода и азота.

В работах [65-66] М. Сасмэн и др. авторы последовательно изложили результаты применения модели многокомпонентной диффузии и ими были сравнены полученные решения с решениями, основанными на других моделях диффузии. До настоящего времени опубликовано ряд работ, направленных на понимание роли химической кинетики при горении капель. Исследованию горения одиночных капель жидкого топлива посвящен цикл работ [67-70], где достаточно хорошо изучена кинетика окисления углеводородов. Для полного

описанию окисления паров горючего в газовой фазе требуется рассмотрение нескольких сотен элементарных реакций с участием большого количества реагирующих частиц [71]. Попытки объединить в численных расчетах детальные химические механизмы окисления углеводов и физические процессы (испарение капель, турбулентность и т.д.), пока не привели к успеху вследствие очень больших вычислительных затрат. Поэтому при решении задач о горении капли в настоящее время можно использовать лишь сокращенные кинетические механизмы, состоящие из нескольких десятков реакций и компонентов [72-74].

В работе [75] представлены результаты исследования различных режимов дробления капель в зависимости от значения числа Вебера. В литературе имеется множество теоретических исследований дробления капли. В существующих теориях предлагаются различные механизмы вторичного дробления капель: вследствие турбулентного возмущения в форсунке, неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, неустойчивости Рэлея-Тейлора и кавитации [76]. Изложенные в литературе критические условия для различных режимов дробления капель несколько различаются.

Работы [77-80] посвящены экспериментальному изучению капель в газовой среде. Как показали результаты исследований, капли в газовой среде испаряются медленнее, чем одиночная капля в неограниченной газовой атмосфере. С уменьшением расстояния между каплями возрастает отклонение от классического квадратичного закона квазистационарного испарения. Эти эффекты обусловлены значительным экранирующим влиянием соседних капель, приводящим к насыщению парами горючего пространства между каплями. Естественно ожидать, что такие же эффекты имеют место и в двухфазной струе.

Во многих работах всесторонне рассмотрены вопросы моделирования испарения и горения капель с учетом коллективных эффектов, в которых использованы несколько подходов: рассмотрены две или несколько капель [81-83], регулярная последовательность капель [84-87], группы беспорядочно расположенных капель [88-90] или газозвесь [91-92]. Достоинства и недостатки этих подходов подробно проанализированы в работах [93-95].

Работа [96] посвящена подробному описанию поведения капли при докритических числах Вебера. Общей чертой таких моделей деформации является предположение о том, что в процессе деформации капля принимает форму эллипсоида вращения. Одна из наиболее часто используемых моделей деформации капли - модель ТАВ (Taylor Analogy Break-up). А в работе [97] предложена расширенная ТАВ-модель, которая лучше описывает размеры вторичных капель для высокоскоростных струй. Также в работах [98, 99] предложены модель колебаний деформирующегося сфероида и модель деформации и дробления капель. Перечисленные выше модели деформации основаны на дифференциальных уравнениях второго порядка, выведенных из закона сохранения энергии. Критическая деформация определяется по максимальной степени деформации.

В современных представлениях возникновения и развитии турбулентного движения большой успех был достигнут А.Н. Колмогоровым и А.М. Обуковым, которые приложили немало усилий в создание общей схемы механизма развитого турбулентного потока при больших числах Рейнольдса, выяснения его внутренней структуры и целого ряда статистических закономерностей [100]. С тех пор развитие статистической теории турбулентности и связанных с ней экспериментов привело к ряду существенных результатов. В работах [101-105] дано

подробное изложение современной статистической теории турбулентности и ее экспериментального исследования. Эта теория оказалась важной для проблемы «турбулентность и волны» как для распространения акустических волн в атмосфере и море, так и для распространения электромагнитных волн в атмосфере, ионосфере и плазме.

2 ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О РАСПЫЛЕНИИ ЖИДКИХ ТОПЛИВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

2.1 Основные характеристики жидких топлив

В котлах, печах и других оборудованных, основывающихся на горении, используются различные виды топлива: жидкие, твердые и газообразные. Правильный выбор топлива зависит от различных факторов, таких как наличие, хранение, обработка топлива, степень загрязнения окружающей среды и реальной стоимости топлива. Знание свойств жидкого топлива способствует правильному выбору топлива для его дальнейшего эффективного использования.

Жидкие топлива, например, печные топлива, преимущественно используются в промышленных целях. Плотность жидкого топлива определяется соотношением массы топлива к его объему при нормальной температуре 15⁰С. Знание плотности определенных жидких топлив способствует количественному расчету и используется при оценке качества сжигания топлива. Удельный вес топлива определяется из соотношения веса данного объема топлива к весу воды того же объема при данной температуре. Удельный вес используется в расчетах, связанных с весом и объемами топлива. Удельный вес различных топливных масел приведен в Таблице 2 [106-107].

Таблица 2 - Удельный вес некоторых топливных масел

Топливное е масло	Светлое дизельное топливо (LDO)	Мазут	Дизтопливо со сверхнизким содержанием серы (LSHS)
Удельный вес, Н/м ³	0,85 - 0,87	0,89 - 0,95	0,88 - 0,98

Вязкость жидкости является мерой его внутреннего сопротивления потоку, зависит от температуры и уменьшается с ростом температуры. У каждого вида жидкого топлива есть соотношение температуры и вязкости. Вязкость является наиболее важной характеристикой при хранении, использовании различного вида жидкого топлива и влияет на степень предварительного нагрева, необходимого для обработки, хранения и распыления. Если вязкость жидкого топлива очень высокая, то это может вызывать определенные трудности при перекачке, сжигании горелочных устройств и с такими жидкими топливами трудно работать. Плохое распыление может привести к образованию углеродистых отложений на выходе горелки или на стенах камеры сгорания. Поэтому предварительный нагрев определенного количества жидкого топлива очень важен для дальнейшего его распыления.

Температура вспышки топлива является самой низкой температурой, при которой топливо нагревается так, что исходящий от него пар испускает вспышки мгновенно, когда открытое пламя проходит над топливом. К примеру, температура вспышки мазута составляет 66⁰С. Температурой воспламенения жидкого топлива называется температура, при которой вблизи поверхности жидкого топлива образуется паровоздушная смесь, способная к воспламенению от постороннего источника. Например, для бензина $T_{\text{воспл}} = 18 - 20^{\circ}\text{C}$, для керосина $T_{\text{воспл}} = 21 - 65^{\circ}\text{C}$, для

моторного масла $T_{\text{воспл}} = 60 - 140^{\circ}\text{C}$. Для механизма горения жидких топлив характерно то, что температура кипения жидких топлив всегда ниже температуры самовоспламенения, поэтому горение жидких топлив происходит в газовой фазе. Температура застывания топлива является самой низкой температурой, при которой он будет литься или течь при охлаждении при заданных условиях. При такой низкой температуре жидкое топливо легко прокачивается.

Удельная теплоемкость - это количество килокалорий, необходимых для повышения температуры 1 кг жидкого топлива на 1°C . В зависимости от удельного веса жидкого топлива она лежит в диапазоне 0,22 - 0,28 ккал/кг \cdot $^{\circ}\text{C}$. Легкие масла имеют низкую удельную теплоемкость, в то время как более тяжелые масла имеют более высокую удельную теплоемкость.

Теплотворная способность является мерой производимой температуры или энергии и она подразделяется на высшую и низшую теплотворные способности. Высшая теплотворная способность подразумевает, что весь пар, который выделяется при процессе горения, полностью конденсируется. Низшая теплота сгорания предполагает, что вся вода полностью не конденсируется, а уходит вместе с продуктами сгорания. К примеру, теплотворная способность угля значительно варьируется в зависимости от золы, влажности и типа угля, в то время как теплотворная способность жидких топлив остается неизменной при нормальных условиях. Значения высшей теплотворной способности наиболее часто используемых жидких топлив приведены в Таблице 3 [105].

Количество серы в топливном масле зависит главным образом от источника сырой нефти и в меньшей степени от процесса переработки. Нормальное содержание серы в остатках нефти (мазут) составляет порядка 2-4%. Ниже в

Таблице 4 приведены процентные содержания серы в часто используемых жидких топливах [106]. Основным недостатком наличия серы является риск коррозии, вызываемой серной кислотой, образованной во время и после процесса горения и конденсации в холодные части дымохода или дымовых труб, подогреватели воздуха и экономайзера.

Таблица 3 - Значения высшей теплотворной способности некоторых жидких топлив

Жидкое топливо	Высшая теплотворная способность, ккал/кг · °С
Керосин	11,100
Дизельное топливо	10,800
Светлое дизельное топливо (LDO)	10,700
Мазут	10,500
Дизтопливо со сверхнизким содержанием серы (LSHS)	10,600

Таблица 4 - Количество серы в жидких топливах

Жидкое топливо	Процентное содержание серы, %
Керосин	0,05 - 0,2
Дизельное топливо	0,05 - 0,25
Светлое дизельное топливо (LDO)	0,5 - 1,8
Мазут	2,0 - 4,0
Дизтопливо со сверхнизким содержанием серы (LSHS)	< 0,5

Зола относится к неорганическим материалам в топливном масле. Степени зольности дистиллятных топлив незначительны. Топлива, которые остаются после переработки сырья, имеют множество зольных составляющих. Как правило, количество золы находится в диапазоне 0,03-0,07%. Слишком большое количество золы в жидком

топливе может привести к засорению отходами от месторождений в горелочных устройствах. Зола имеет эрозивное воздействие горелочные устройства, приводит к повреждению огнеупоров при высоких температурах и к высокотемпературной коррозии и загрязнению оборудования.

Выделение углеродного остатка указывает на расположенность жидкого топлива к осаждению углеродистого твердого остатка на горячей поверхности, такие как горелки или инжекционные сопла, когда его испаряемые составляющие испаряются. В оставшемся масле содержится 1 или более процентов углеродистых составляющих. Содержание воды в мазуте при его подаче в горелочное устройство, как правило, очень низкое, поскольку жидкие топлива перед впрыском обрабатываются горячим воздухом и наибольший предел в нормальных условиях составляет не менее 1%. Высокомолекулярные углеводороды и сажистый углерод, дающий коптящее пламя, сгорают с трудом. Если при движении потока горючей смеси капли жидкого топлива сразу попадут в зону высоких температур факела, то они будут быстро нагреваться и при расщеплении выделять трудно сгораемые продукты, которые, не догорая, будут удаляться вместе с дымовыми газами.

Вода может присутствовать в свободной форме или в форме эмульсии и может привести к повреждению внутренней поверхности печи в процессе сжигания, особенно, если в его составе имеется большое количество растворенных солей. Вода может также вызвать распространение пламени на входе горелки, способствует тушению пламени и снижению температуры пламени или удлинению длины пламени. Основные количественные характеристики жидких топлив приведены в Таблице 5 [107-108].

Таблица 5 - Основные количественные характеристики жидких топлив

Характеристики	Жидкие топлива		
	Мазут	Дизтопливо со сверхнизким содержанием серы (LSHS)	Светлое дизельное топливо (LDO)
Плотность (при температуре 15 ⁰ С), г/м ³	0,89 – 0,95	0,88 – 0,98	0,85 – 0,87
Температура вспышки, ⁰ С	66	93	66
Температура застывания, ⁰ С	20	72	18
Удельная теплосъемкость, ккал/кг	10,500	10,600	10,700
Количество суммарной серы, %	более 4,0	более 5,0	более 1,8
Количество воды, %	1,0	1,0	0,25
Зольность, %	0,1	0,1	0,02

2.2 Механизм горения и методы распыла жидких топлив

В современных двигателях внутреннего сгорания используются высокотехнологичные топливные инжекторы, поставляющие топливо в двигатель наиболее эффективным способом. Существуют различные типы систем впрыска топлива в зависимости от вида двигателя. Наиболее часто используются двигатели с искровым зажиганием (SI), двигатели с портом впрыска (PFI или GDI) и двигатели с прямым впрыском (DI). В двигателях с искровым зажиганием давление впрыска варьируется от 2 до 3 бар, а в двигателях с прямым впрыском от 100 до 200 баров. Дизельные двигатели с прямым впрыском работают при гораздо более высоких значениях давления, эти значения около 10 или более раз больше чем в двигателях

с искровым зажиганием. Системы впрыска обычно контролируются электронным путем, так как открытие и закрытие форсунки должно проходить быстро, что уменьшает потери топлива.

В случае бензиновых двигателей увеличивается производство двигателей прямого впрыска бензина (GDI). На Рисунке 2 показано увеличение производства двигателей GDI и устойчивое падение производства двигателей, имеющих порты впрыска топлива (GPI). В двигателях с непосредственным впрыском бензина (GDI), также называемые как двигатели DISI, топливо впрыскивается непосредственно в цилиндр во время такта впуска или сжатия двигателя. Топливо впрыскивается в двигатель в соответствии с условиями нагрузки двигателя. В условиях высокой оперативной нагрузки топливо впрыскивается во время такта впуска и двигатель работает как однородно-заряженный стехиометрический двигатель с искровым зажиганием. Двигатели GDI на 15% менее эффективнее расходуют топливо, чем PFI двигатели из-за жения потерь в насосах, тепловых потерь и из-за окой степени сжатия в GDI по отношению к PFI [3-9].

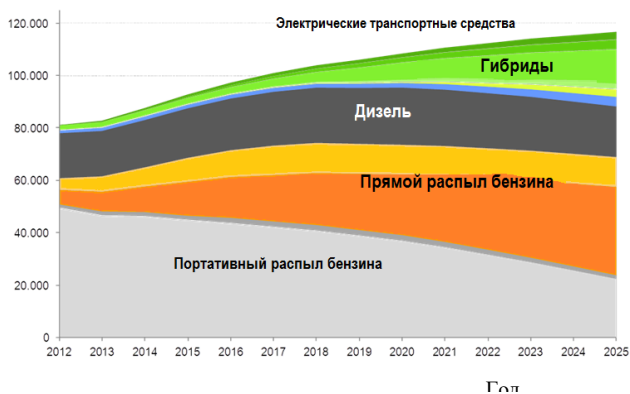


Рисунок 2 - Статистика мирового производства двигателей внутреннего сгорания [7]

В GDI двигателях топливо впрыскивается непосредственно из нескольких отверстий форсунок при давлении 200 бар. Структура впрысков из множества отверстий из GDI двигателя состоит из сочетаний жидких связок и капель различного размера и они зависят от давления впрыска. Когда жидкость впрыскивается, в двигателе создаются впрыски в виде колец. Обычно жидкие связки формируются на входе в непосредственной близости от сопла инжектора и связки разрываются на капли вниз по течению из-за взаимодействия с воздухом, который способствует росту неустойчивости на поверхности жидкости. Распад капель продолжается далее по течению, которое способствует испарению (Рисунок 3).

Форсунки со множеством отверстий, как правило, имеют очень сложный характер из-за явления под названием взаимодействие струя-на-струи и кавитации внутри сопла инжектора. Взаимодействия струя-на-струи наблюдаются при высоких нагрузках, в которых высокая концентрация паров топлива увеличивают это взаимодействие. Такое поведение впрысков из множества отверстий можно заметить при проведении экспериментов, но из-за высокой плотности факела распыла это явление невозможно различить через густое и большое скопление капель [108].



1 – игла, 2 – клапан, 3 – корпус инжектора, 4 – привод топлива, 5 – электрический разъем, 6 – силовой привод, 7 - сопло
Рисунок 3 - Вид поперечного сечения двигателя прямого впрыска бензина (GDI)

На протяжении многих лет численные методы моделирования непрерывно улучшались с увеличением их использования. В виду многочисленных видов вычислительных ресурсов численное моделирование, как правило, соответствует заданной степени точности и качества результатов.

В течение последних лет непрерывно продолжался процесс совершенствования камер сгорания. Тот факт, что многие камеры сгорания авиационных двигателей, находящиеся сейчас в эксплуатации, сходны по размерам, форме и общему виду с теми, которые разрабатывались ранее, не говорит о достаточном прогрессе в этой области. Например, при проектировании двигателей боевых летательных аппаратов с момента использования газотурбинных двигателей в авиации проблема выброса загрязняющих веществ в атмосферу, практически, не рассматривалась. Это связано, прежде всего, с тем, что при проектировании данного типа двигателей в первую очередь ставились задачи получения максимального значения тяги, широкого диапазона высот и скоростей полета, надежности высотного запуска и обеспечения необходимых тактико-технических данных для данного типа летательных аппаратов.

В настоящее время проблема вредных выбросов двигателей самолетов приобретает важное значение. При современном уровне развития технологий газоанализа время, необходимое для определения химического состава газа, значительно уменьшилось. Так, например, при полете на больших высотах за самолетом остается спутный след, концентрация продуктов сгорания в котором в несколько раз превышает нормальную атмосферную. Некоторые из продуктов сгорания обладают способностью вступать в реакцию с кислородом воздуха, а на больших высотах - и с

атмосферным озоном, речь идет, в первую очередь, о таком компоненте, как окислы азота (NO_x).

Одним из основных требований, предъявляемых к фронтovým устройствам камер сгорания авиационных двигателей, является обеспечение стабилизации пламени в широком диапазоне изменения режимов работы двигателя. Однако, как известно, сжигание гомогенной смеси характеризуется более узким диапазоном устойчивого горения, чем для гетерогенной смеси, что вызывает трудности при обеспечении требуемых взрывных характеристик камеры сгорания. Для того чтобы выделить наиболее существенные закономерности, определяющие стабилизацию горения, а следовательно расположение зон с максимальной концентрацией вредных веществ, необходимо проводить исследования в более упрощенных аэродинамических условиях [109].

Исследование процессов течения и влияния параметров горелки на процесс образования вредных веществ и положение зон с максимальной концентрацией вредных веществ, представляется целесообразным производить на горелках, установленных в свободном пространстве, в отличие от установки горелки в камере сгорания. Существенным вопросом является изучение структуры горения за горелкой, так как оно оказывает определяющее влияние на процесс стабилизации пламени, а следовательно и на процесс формирования зон максимальной концентрации вредных веществ.

В настоящее время при создании высокотемпературных и малотоксичных камер сгорания большое внимание уделяется новым типам фронтových устройств, обеспечивающих высокоэффективное сжигание топлива при минимальном выбросе вредных веществ в продуктах сгорания. Известно, что для повышения интенсивности и полноты выгорания топлива, снижения нагарообразования,

токсичности выхлопных газов и улучшения других рабочих характеристик камеры сгорания целесообразна гомогенизация топливовоздушной смеси и значительное ее обеднение [109].

Наиболее перспективными с точки зрения использования в авиационных двигателях и имеющие широкое распространение являются фронтальные устройства с вихревыми горелками, в которых осуществляется как подготовка смеси, так и организация процесса стабилизации пламени за ними. Наличие предварительной подготовки смеси и сжигание ее в условиях повышенной турбулентности закрученных струй приводит к уменьшению дымления камеры сгорания ниже границы видимости, а также существенному снижению содержания других вредных веществ в продуктах сгорания.

Горение представляет собой процесс быстрого и полного окисления горючего вещества, происходящий при высокой температуре и сопровождающийся выделением тепла. Полное сгорание топлива возможно только при наличии достаточном количестве кислорода. В горении участвуют окисляемое вещество, называемое топливом, и окислитель - вещество, содержащее кислород, способный достаточно быстро вступать в реакцию с топливом. В топках котельных установок используют только самый распространенный в природе окислитель — атмосферный воздух, 21% по объему или 23,2% по массе которого составляет кислород.

Воспламенение топлива происходит лишь тогда, когда температура его достигает определенной величины. Каждое топливо имеет свою температуру воспламенения. У твердых топлив она зависит от выхода летучих: чем больше выход летучих, тем меньше температура воспламенения топлива. Температура, при которой топливо начинает гореть, называется температурой

воспламенения топлива. Для торфа она примерно 250, для дров — 300, каменного угля — 350, бурого угля — 400, антрацита — 500, жидкого топлива - 500-600, газа - 600°C [109, 110].

Горение факела распыленного жидкого топлива определяется в основном горением отдельных капель. Горение капли происходит только в газовой фазе. Горению предшествует прогрев капли и испарение топлива, смешение паров топлива с окислителем, прогрев горючей смеси до температуры воспламенения и собственно горение смеси. Установившееся горение характеризуется двумя взаимосвязанными процессами: испарением горючего за счет теплоты, получаемой от пламени, и горением смеси воздуха и паров топлива на некотором расстоянии от поверхности капли; при этом скорость испарения и скорость горения смеси одинаковы. Иначе, скорость горения жидкой капли понимается как скорость исчезновения жидкой фазы или как скорость испарения. На процесс испарения капли влияют различные факторы: свойства топлива, температура газа, окружающего каплю, диаметр капли [110].

В настоящее время существует два подхода к описанию горения единичной капли топлива: с использованием диффузионной теории горения и по диффузионной теории горения с учетом кинетических факторов. Различие этих двух подходов к анализу горения капли заключается в следующем. Диффузионная теория предполагает, что время выгорания капли и характеристики процесса определяются диффузионным переносом паров топлива и кислорода к месту горения. При втором подходе дополнительное учитывается кинетическое сопротивление горению. При малых диаметрах капель и малых числах Рейнольдса горение капли описывается чисто диффузионной теорией [111].

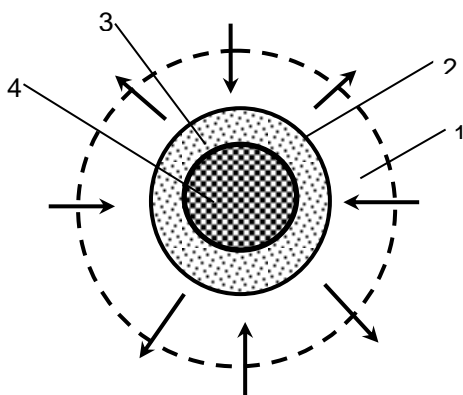
Процессы горения в топке котельного агрегата подразделяют на гомогенный и гетерогенный. Гомогенным называют процесс горения, который происходит в однородной по агрегатному состоянию массе, то есть горение смеси газообразного топлива с воздухом и смеси паров жидкого топлива с воздухом, гетерогенным — процесс горения, при котором горючее вещество и окислитель находятся в различных агрегатных состояниях. Характер горения топлива в каждом отдельном случае определяется рядом факторов: видом сжигаемого топлива, способом сжигания.

Жидкое и газообразное топливо сжигается только в факеле, причем жидкое топливо предварительно распыляется на мелкие капли. На особенности процесса горения влияет ряд факторов: конструкция тонки, концентрация кислорода воздуха, подаваемого для горения, давление, при котором происходит горение и т.д. Горение жидкого топлива является процессом многостадийным.

Жидкое топливо на первой стадии нагревается до температуры кипения и испаряется, а на второй стадии происходит сгорание. Схема горения капли жидкого топлива показана на Рисунке 4. Вследствие того что температура кипения жидкого топлива ниже температуры воспламенения, его капли сначала начинают испаряться, а затем возникает процесс горения топлива. Воздух за счет диффузии через образующиеся продукты сгорания проникает к поверхности горения. От величины поверхности горения зависит скорость горения, а величина поверхности горения зависит от степени распыления жидкого топлива: чем мельче распыление, тем больше скорость и полнота сгорания.

Вблизи от капли по сферической поверхности устанавливается зона горения, диаметр которой получается

в 1–5 раз больше размера капли. Испарение капли протекает за счет теплоты излучения из зоны горения. В пространстве между каплей и зоной горения находятся пары жидкого топлива и продукты горения, в пространстве вне зоны горения – воздух и продукты горения. В зону горения изнутри диффундирует пары топлива, а снаружи кислород. Здесь эти компоненты вступают в химическую реакцию, которая сопровождается выделением теплоты и образованием продуктов сгорания.



1 — область диффузии окислителя и продуктов горения, 2 — жидкость, 3 — пары топлива, 4 — капля жидкого топлива

Рисунок 4 - Схема горения отдельных капель жидкого топлива

Из зоны горения теплота переносится наружу и к капле, а продукты сгорания диффундируют в окружающее пространство между каплей и зоной горения. Так как скорость горения капли жидкости топлива определяется наиболее медленной стадией процесса – скоростью испарения, то время ее выгорания можно расписать на основе уравнения теплового баланса ее испарение за счет теплоты, полученной из зоны горения:

$$qFdt = -\rho [c_{жс} (T_k - T_0) + \lambda m] dV ,$$

где q – количество теплоты, излучаемой факелом на зеркало жидкости, кВт/м²; $c_{жс}$ – теплоемкость жидкого горючего, кДж/кг·К, T_k – температура кипения жидкости, К; T_0 – температура горючей жидкости, К; λm – теплота испарения, кДж/кг; F – поверхность капли в текущий момент времени, м²; t – время полного выгорания капли, с; ρ – плотность жидкого горючего, кг/м³. Таким образом, продолжительность выгорания капли, испаряющейся при лучистом нагреве от окружающей зоны горения, пропорциональна первой степени ее начального радиуса $t \propto r$.

В области горения соблюдается условие: равенства скорости сгорания паров жидкости и скорости испарения жидкости.

$$[c_{жс} (T_k - T_0) + r_m] \cdot u_m = \lambda \frac{T_{\max} - T_k}{d} + q_r ,$$

где u_m – массовая скорость сгорания, d – толщина темной (мертвой) зоны горения, T_{\max} – максимальная температура,

λ – коэффициент теплопроводности, $q = -\lambda \frac{dt}{dx}$ –

уравнение Фурье, $\lambda \frac{T_{\max} - T_k}{d}$ – тепловой поток от области,

где достигается максимальная температура до области кипения.

Механизм горения жидких топлив включает в себя несколько этапов: искра (или другой посторонний источник зажигания); воспламенение паровоздушной смеси; горение паровоздушной смеси у поверхности жидкости; повышение скорости испарения за счет передачи тепла от пламени. Одним из наиболее

фундаментальных различий между явлениями горения основаны на предварительном перемешивании пламени и процессов диффузии. В первом случае все реагенты тщательно перемешиваются до процесса сгорания, а во втором топливо и окислитель перемешиваются до стадии потребления.

Кроме двигателей с искровым зажиганием, почти во всех другие конструкциях двигателей внутреннего сгорания впрыскиваемое жидкое топливо заранее не перемешивается.



Рисунок 5 - Область горения при сжигании жидкого топлива

Капли жидкого топлива испаряются и горят отдельно, но в основном процесс горения проходит в виде ансамблей, встроенных в предварительно не смешивающиеся смеси жидкость – пар – окислитель. Распределение размеров капель распыла и скорость их испарения и смешивания с окружающим окислителем контролирует общую скорость высвобождения энергии и общее количество формирования важных продуктов сгорания, таких как окислы азота (NO_x), углеводороды (НС) и сажа.

Рассмотрим цикл Отто, названный так по имени немецкого конструктора Н.А. Отто, осуществившего этот

цикл в 1876 г. Схема двигателя, работающего по циклу Отто, и индикаторная диаграмма этого двигателя представлены на Рисунке 6. Цикл Отто, используемый в бензиновых двигателях, представляет собой в идеальном случае - цикл постоянного объема. В цикле Отто сгорание происходит мгновенно в момент воспламенения от искры, а требуемая энергия вырабатывается при расширении горячих газов. В практике мгновенное воспламенение никогда не удается осуществить, фронт пламени постепенно проходит через несгоревшую часть сырья [112].

Цикл Отто характерен тем, что подвод тепла от горячего источника, имеющего постоянную температуру T , к рабочему телу протекает при конечных разностях температур теплообмена. Теоретический цикл Отто основывается на следующих предпосылках. Рабочим телом является воздух, не претерпевающий в цикле химических превращений. Трение поршня о стенки цилиндра отсутствует, равно как и турбулентность, ускорения и иные диссипативные процессы в газе.

В процессе сгорания выделяется теплота, за счет которой рабочее тело, находящееся в цилиндре, нагревается и его давление повышается до значения, соответствующего точке 3 на индикаторной диаграмме. Под действием этого давления поршень вновь перемещается вправо, совершая при этом работу расширения, отдаваемую внешнему потребителю. После того как поршень дойдет до правой мертвой точки, с помощью специального устройства открывается выхлопной клапан IV и давление в цилиндре снижается до значения, несколько превышающего атмосферное (процесс 4 –5); при этом часть газа выходит из цилиндра. Затем поршень вновь движется влево, выталкивая из цилиндра в атмосферу оставшуюся часть отработавших газов.

Как видно из Рисунка 7, давление в цилиндре в процессе всасывания несколько меньше, а в процессе выхлопа – несколько больше атмосферного в результате аэродинамического сопротивления обоих клапанов и соответствующих подводящих патрубков. После этого начинается новый цикл – всасывание следующей порции горючей смеси и т.д. Таким образом, поршень в цилиндре двигателя, работающего по циклу Отто, в течение одного цикла совершает четыре такта – всасывание, сжатие, расширение после сгорания смеси, выталкивание продуктов сгорания в атмосферу.

Степень сжатия ε в цикле может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, и затем после окончания процесса сжатия вводить в цилиндр горючее. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля, названный по имени немецкого инженера Р. Дизеля, построившего в 1897 г. двигатель, работавший по этому циклу. Схема двигателя и индикаторная диаграмма, работающего по циклу Дизеля представлены на Рисунке 6.

Аналогично циклу Отто КПД дизельного цикла выражается через степень сжатия и степень предварительного расширения. Однако, в последнем случае допустимая степень сжатия значительно выше, поскольку сжимается только воздух и опасность преждевременного зажигания отсутствует. В процессе $a-1$ в цилиндр двигателя засасывается чистый атмосферный воздух; в процессе $1-2$ осуществляется адиабатное сжатие этого воздуха до давления p_2 .

Степень сжатия в двигателях с циклом Дизеля обычно достигает $\varepsilon = 15 \div 16$. Затем начинается процесс расширения воздуха и одновременно через специальную форсунку впрыскивается топливо (керосин, соляровое масло). За счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при постоянном

давлении, что обеспечивается расширением газа от V_2 к V_3 при $p = \text{const}$. Поэтому цикл Дизеля называют циклом со сгоранием при постоянном давлении. После того как процесс ввода топлива в цилиндр заканчивается (точка 3), дальнейшее расширение рабочего тела происходит по адиабате 3-4. В состоянии, соответствующем точке 4, открывается выхлопной клапан цилиндра, давление в цилиндре снижается до атмосферного (по изохоре 4-5) и газ выталкивается из цилиндра в атмосферу (линия 5-b).

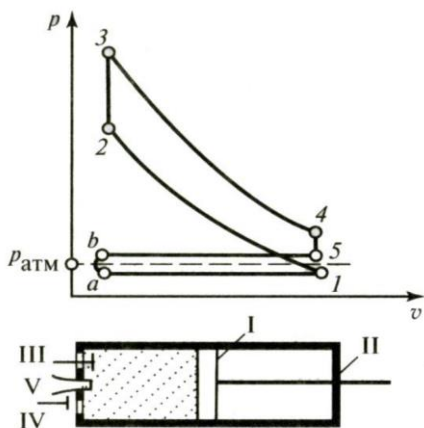


Рисунок 6 - Схема двигателя, работающего по циклу Отто, и его индикаторная диаграмма

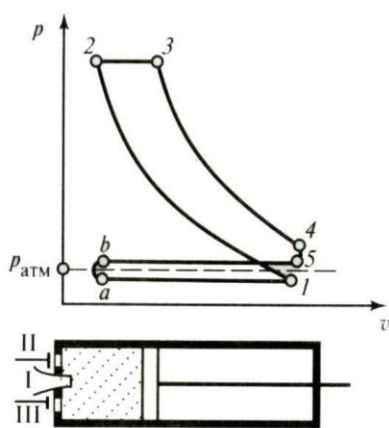


Рисунок 7 - Схема двигателя, работающего по циклу Дизеля, и его индикаторная диаграмма

2.3 Специальные устройства, используемые в инжекторных системах подачи топлива

Горение представляет собой цепную самоускоряющуюся реакцию, возникающую после появления в горючей смеси активных центров. Время, в течение которого возникает достаточное для протекания реакции количество активных центров, называется периодом индукции. После

него следует возникновение фронта воспламенения и горение при постоянном давлении. Устройство, подготавливающее горючую смесь и стабилизирующее фронт воспламенения, называется горелкой [113].

Для воспламенения горючей смеси и поддержания устойчивого горения недостаточно только образовать смесь. Существующая смесь, а также вновь образующиеся и поступающие в зону горения порции её, должны быть прогреты до температуры, обеспечивающей быстрое развитие реакции горения. В качестве жидкого топлива в стационарных и мобильных энергетических установках используются мазуты различных марок, мартеновское топливо, стабилизированная нефть, соляровое масло и сланцевое масло и легкие топлива (керосин, соляр, бензин и др.). Наиболее распространенным топливом для сжигания в печах, промышленных и энергетических котлах является мазут. Мазуты характеризуются значительной вязкостью, плотностью, содержанием высокомолекулярных веществ и смол [114].

Эффективность процесса сжигания жидкого топлива в топках теплоэнергетических установок, также как и совершенство ряда технологических процессов, в значительной мере зависит от качества распыливания жидкостей. Важным условием повышения эффективности производства является экономия топливно-энергетических ресурсов. Как составная часть этой задачи стоит вопрос о повышении экономичности процесса распыливания жидкости и сжигания топочных мазутов, которая в существенной мере определяется работой форсунки.

Применяемые в настоящее время форсунки центробежного типа требуют значительного давления топлива и имеют малый предел регулирования по производительности, быстро изнашиваются и легко загрязняются, ротационные форсунки сложные по

конструкции и не надежны в эксплуатации, форсунки парового распыливания требуют значительное количество распыливающего агента. В последние годы нашли применение акустические форсунки, в которых улучшение качества распыливания жидкого топлива достигается наложением высокочастотных акустических колебаний на струю топлива. Благодаря тонкому распыливанию жидкого топлива, достигаемому в этих форсунках, и хорошему смешению его с воздухом, факел таких форсунок отличается большой стабильностью и легко получить любой угол раскрытия. Поэтому применение таких форсунок не только обеспечит качественное распыливание жидкого топлива, но и повысит экономичность работы топочных устройств.

Топливный факел, выдаваемый форсунками, полидисперсен, то есть содержит капли разного размера. К тому же топливный факел, как правило, в радиальном направлении горелки имеет неравномерную плотность орошения, что определяет связь между использованием горелок того или иного типа с характеристиками и типом устанавливаемых форсунок. Для создания благоприятных условий для дробления пленки вязкого топлива и получения качественного распыливания необходимо уменьшить вязкость топлива подогревом его до определенной температуры.

Кроме того, в высоковязких мазутах в виде отдельных местных скоплений имеет место повышенное содержание воды, обусловленное процессами перевозки, перекачки, хранения и подогрева топлива. Эти скопления представляют серьезную опасность при сжигании топлива в топках котлов и печей, так как приводят к срыву и пульсациям горения, снижению эффективности работы котлов и к прочим негативным явлениям, поэтому чаще

всего водные примеси из мазута удаляют перед его сжиганием в топке.

Жидкие топлива, такие как бензин, дизельное топливо, светлые масляные топлива, мазут или керосин перед процессом горения впрыскиваются и должны хорошо смешиваться с воздухом. Для этих целей используются различные виды форсунок. Форсунки подразделяются на две группы: механические форсунки и форсунки с двойным впрыском.

Механические форсунки

Механические форсунки подразделяются на форсунки с турбулентными и жидкостными соплами. В обоих типах сопел энергия, возникающая от давления жидкости, преобразуется в кинетическую энергию и небольшая часть энергии расходуется на формирование новой поверхности. Чтобы увеличить скорость потока в механических форсунках, давление жидкости также должно увеличиваться. Это влияет на свойства капель, порожденных впрыскиваемой жидкостью.

Совершенство сжигания жидкого топлива зависит от качества его распыливания, которое характеризуется распределением капель по размерам, средним диаметром капель, углом раскрытия и дальностью струи, количеством жидкости, проходящей в единицу времени через единицу площади живого сечения струи [114].

Турбулентные сопла используются для впрыска топлива в дизельных двигателях. Турбулентность появляется при высокой скорости впрыска топлива. Струя топлива, выходящая из сопла, распадается на мелкие капли в коротком расстоянии на выходе из сопла. Чем меньше выходное отверстие сопла, тем меньше диаметр возникающих капель. Таким образом, нужно принять во внимание, что скорость потока при постоянном давлении

топлива уменьшается с уменьшением диаметра капель на выходе. Обычно давление топлива выше 1400 бар.

Схема впрыска в таких соплах имеет конструкцию конуса. Для вычисления среднего Саутеровского диаметра капель для дизельных форсунок используется следующая формула [115]:

$$d_{32} = 2330 \cdot \rho_L^{0,121} \cdot V_B^{0,131} \cdot \Delta p_B^{-0,135},$$

где ρ_L - плотность воздуха, V_B - объемный расход топлива и Δp_B - разность давления в сопле. Средний Саутеровский диаметр капель – это диаметр капель, соотношение объемов которых к площади поверхности такой же как у всего впрыскиваемого топлива. Объемный расход топлива определяется из следующего соотношения [115]:

$$V_B = u \cdot A = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p_B}{\rho_B}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2,$$

где ρ_B - плотность топлива, D - диаметр выходного сечения сопла. Теперь зная уравнение нахождения объемного расхода топлива, можно записать общее соотношение для среднего Саутеровского диаметра капель [115]:

$$d_{32} = 2362 \cdot \frac{\rho_L^{0,121}}{\rho_B^{0,0695}} \cdot \frac{D^{0,262}}{\Delta p_B^{0,0695}}.$$

Жидкостные форсунки используются в бензиновых двигателях и в бытовых горелках для распыления мазута. Рабочий диапазон давления в жидкостных форсунках составляет 10-200 бар. Жидкостные сопла формируют схему впрыска по форме представляющую собой конус. Конструкция такого типа форсунок предусмотрена так, что при впрыске формируются слои жидкости, напоминающие форму листов. Эти «листья» распадаются на капли.

С увеличением потока происходят режимы пограничного сжатия, аэродинамического распада волн и турбулентного распада. При пограничном сжатии жидкостные «листы» ограничиваются границей основной массы потока. В этом слое скорость потока остается равной скорости сжатия. Основная масса потока распадается на большие капли. С увеличением скорости потока топлива небольшие турбулентные «листы» начинают колебаться под воздействием аэродинамических сил. Амплитуда колебаний быстро возрастает вниз по течению и начинается процесс распада, тем самым образуются так называемые жидкие нити.

Как показано на Рисунке 8, эти жидкие нити впоследствии распадаются на мелкие капли. Этот процесс называется аэродинамическим распадом нитей. Далее при увеличении скорости потока режим распада преобладает над режимом турбулентности. Жидкостные «листы» распадаются, как и в любой турбулентной струе, после короткого расстояния на выходе от сопла. Пример такого сопла показан на Рисунке 9 а.

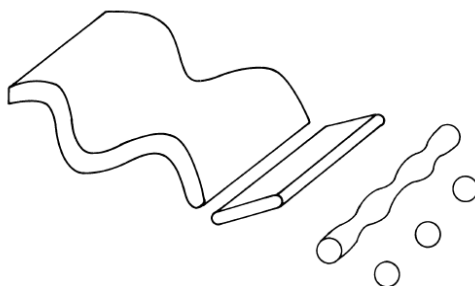


Рисунок 8 - Аэродинамический распад нитей на капли

При впрыске топлива очень часто используются ротационные форсунки. В этом типе сопел жидкостные «листы» образуются при закручивании топлива внутри

сопла (Рисунок 9 б). Уменьшение диаметра выходного сопла приводит не только к образованию более тонкой струи, но и к уменьшению потока топлива. В бытовых горелочных устройствах, использующих мазут, диаметр выходного отверстия сопла является достаточно маленьким, так как необходимо предотвратить блокирование выходного отверстия сопла от загрязнения частицами топлива [116].

Для достижения хорошего распыла давление жидкости должно быть минимальным. Поэтому нижний предел мощности горелки должно варьироваться около 15 кВт. Маленькая вязкость топлива способствует быстрому распаду топлива и образованию мелких капель. Благодаря этому легкие фракции топливных масел подогреваются перед впрыском, а мазут трудно поддается разогреву.

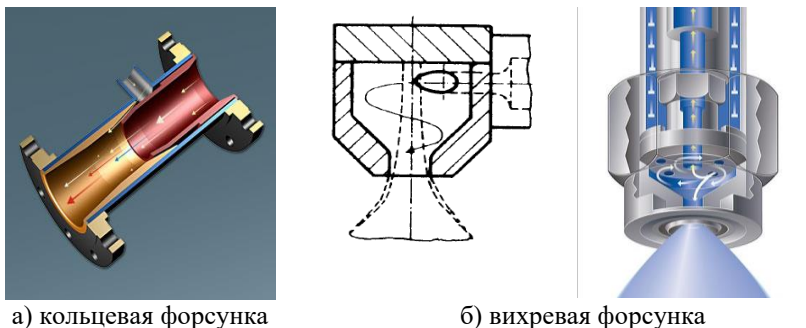


Рисунок 9 - Жидкостные форсунки

Для определения в этом случае среднего Саутеровского диаметра жидких капель используется следующая формула:

$$d_{32} = 2,25 \cdot \sigma_B^{0,25} \cdot \mu_B^{0,25} \cdot M_B^{0,25} \cdot \Delta p_B^{-0,5} \cdot \rho_L^{-0,25},$$

где σ_B – коэффициент поверхностного натяжения топлива, μ_B – вязкость топлива и M_B – поток массы топлива.

В паро- и пневмотических форсунках дробление топлива осуществляется путем одновременного воздействия на него механическим и паровым завихрителями.

Форсунки с двойным впрыском

В форсунках с двойным впрыском энергия от распыления газа используется для распада основной массы жидкости [116]. На Рисунке 10 показан такой вид форсунки. В таких видах форсунок пленка жидкости топлива образуется внутри сопла. Эта пленка распадается на капли на нижней кромке под влиянием воздушного потока. Такие форсунки используются в реактивных турбинах для впрыска керосина.

На Рисунке 11 показаны так называемые наружные смешивающие форсунки с двойным впрыском. В таких соплах распыленный газ снаружи смешивается с жидкостью.

На Рисунке 12 показаны виды форсунок с двойным впрыском, в которых газ и жидкость смешиваются внутри сопла. На Рисунке 13 продемонстрировано сопло, которое применяется в приборах с высокой мощностью. Форсунки с двойным впрыском по сравнению с механическими форсунками имеют большую выходную площадь. Для тяжелых нефтяных фракции (мазут) и мощных горелок предпочтительно использовать именно этот вид форсунок. Для мазута пар воды используется в виде распыленного газа.

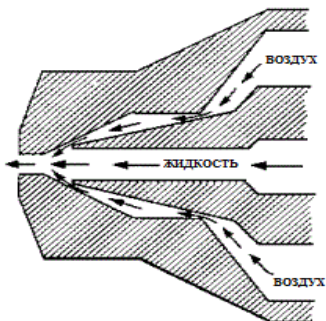


Рисунок 10 - Форсунка с двойным впрыском

Фирмой Siemod разработаны также комбинированные горелки, которые предназначены для сжигания как природного или сжиженного газа, так и для дизельного топлива. Такие горелки, используемые в бытовых или промышленных котлах оборудованы автоматической системой плавно-двухступенчатого регулирования мощности и обеспечивают низкое содержание оксидов азота NO_x в выбросах, не превышающих 80 мг/кВт.ч.

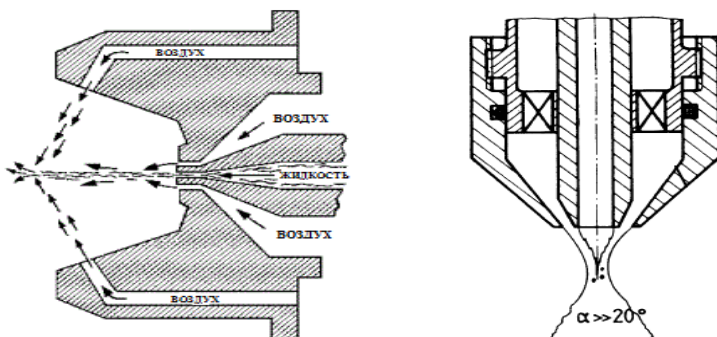


Рисунок 11 - Наружные смешивающие форсунки с двойным впрыском

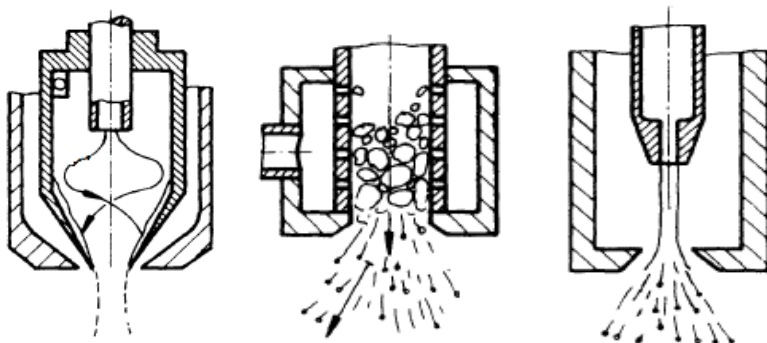


Рисунок 12 - Внутренние смешивающие форсунки с двойным впрыском

Кроме того выпускаются горелки большой мощности в пределах от 300 до 45000 кВт, которые могут работать на газе, на дизельном топливе, на мазуте и в комбинации газ-дизель или газ-мазут. Этими горелками обеспечивается широкий диапазон регулирования при содержании оксидов азота в выбросах, не превышающих 120 мг/кВт.ч, а при работе на дизельном топливе и природном газе менее 80 мг/кВт.ч. Наряду с упомянутыми видами горелок фирма выпускает также специальные модификации для мусоросжигателей и горелки, работающие на альтернативных видах топлива, таких как биогаз, биодизельное топливо или растительные масла [112-116].

На конференции «Тепловые процессы и огнеупоры в промышленности», прошедшей в июне 2011г в Дюссельдорфе, фирма Jasper GmbH представила результаты своих исследований по экономии жидкого топлива и природного газа в промышленном производстве. Этот процесс исследовался при сжигании газа в горелках марки EcoReg для печи, в которой происходит плавление алюминия. В этом исследовании изучался процесс сжигания топлива при изменении температуры сгоревших

газов, удаляемых в атмосферу, от 120°C до 1430°C. Было установлено, что при содержании в этих газах до 2%

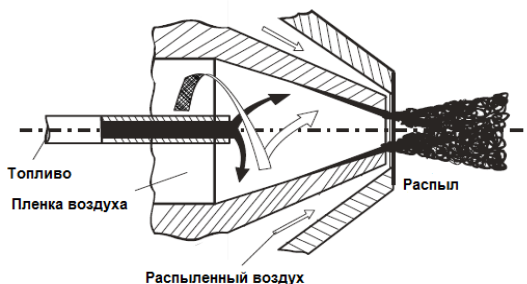


Рисунок 13 - Сопло форсунки с двойным впрыском в устройствах с высокой мощностью

кислорода при таком повышении температуры эффективность процесса горения снижается от 92 до 45 %, то есть вдвое. Иначе говоря, было подтверждено, что чем ниже температура сгоревших газов, тем выше эффективность сжигания топлива. Фирма на примере печи для плавки алюминия представила сравнение трёх вариантов использования воздуха, поступающего на горение в горелки марки EcoReg: 1) не подогретого воздуха, 2) воздуха, нагретого в рекуператоре и 3) воздуха, нагретого во вращающемся регенераторе [114].

Данные представленные в этой таблице наглядно свидетельствуют о том, что наиболее эффективным методом экономии энергии является метод подогрева воздуха, поступающего на горение, в регенераторе. Регенератор марки EcoReg представляет собой конструкцию, в которой верхняя и нижняя часть стационарные, а средняя часть представляет собой традиционный вращающийся теплообменник из пакета пластин, изготовленных из жаропрочного металла, которые нагреваются когда через них проходит поток

отработанных горячих газов перед выбросом их в атмосферу [115].

При вращении этот пакет пластин, в котором аккумулируется тепло от горячих газов, попадает в поток воздуха, который нагревается и поступает на сжигание топлива в горелку. В порядке эксперимента фирмой Jasper GmbH выполнялось сравнение эффективности работы вращающегося регенеративного теплообменника EcoReg при изменении тепловой нагрузки системы. Результаты этого сравнения приведены в таблице 6.

Таблица 6 - Основные характеристики системы сжигания жидких топлив EcoReg

Показатели	Единицы измерения	Полная нагрузка	Частичная нагрузка
Мощность нагрузки	кВт,	2400	720
	%	100	30
Температура горячих, отработанных газов	°С	930	990
Температура нагретого в регенераторе воздуха	°С	830	910
Температура отработанных газов после регенератора	°С	170	155
Тепловая мощность нагретого в регенераторе воздуха	кВт	917	202
Тепловая мощность утилизации отработанных газов в регенераторе	кВт	251	46
Экономия топлива	%	42	47

Как видно из данных этой таблицы экономия топлива при работе такого вращающегося регенератора при изменении нагрузки остаётся стабильно высокой на уровне около 45%. При этом эмиссия оксидов азота NO_x стала

менее 350 мг/м³, а эмиссия углекислого газа CO₂ уменьшилась до 60% [116].

Наряду с этим фирмой Jspers GmbH разработана система PulsReg, которая включает в себя два регенеративных теплообменника с переключающимися клапанами. Газовые горелки в этой системе размещены внутри пакетов теплоаккумулирующих пластин. Работа системы происходит следующим образом. В то время когда через один пакет проходит отработанный горячий газ с температурой 300°C, через второй пакет движется воздух, засасываемый из печи для плавления металла с начальной температурой от 1000 до 1400°C. Через короткий промежуток времени за счёт переключения клапанов процесс идёт в противоположном направлении. В результате тепло, аккумулированное во втором пакете, передаётся первому пакету для нагревания воздуха. Такая пульсирующая система обеспечивает утилизацию энергии отработанных горячих газов, удаляемых в атмосферу. В таблице 7 показаны результаты работы такой системы PulsReg в разных температурных условиях [116].

Как видно из данных таблицы 7, с увеличением температуры в печи существенно возрастает и температура воздуха, нагретого в регенераторе, а также заметно повышается экономия топлива. При этом за счёт создания рециркуляции горючих газов, поступающих к горелкам, обеспечивается более полное сжигание газа. Кроме того применяется впрыскивание водяного факела в пламя. Как выяснилось, за счёт этого на 3-5% возрастает радиационный теплообмен между факелом и кладкой плавильной печи. Такие системы марки PulsReg выпускаются фирмой в широком диапазоне мощностью от 200 до 4800 кВт.

Таблица 7 - Основные характеристики системы сжигания жидких топлив PulsReg

Показатели	Единицы измерения					
Температура печи	°С	1000	1100	1200	1300	1400
Температура воздуха, нагретого в регенераторе	°С	926	990	1082	1171	1198
Температура отрабо-танных газов	°С	155	160	180	200	220
Тепловая мощность утилизации отработанных газов в регенераторе	кВт	45,6	46,2	49,1	53,2	53,9
Экономия топлива	%	42	47	52	58	65

Фирмой Jaspers GmbH разработана также конструкция горелки марки MidiReg с вращающимся регенератором, обеспечивающим утилизацию энергии отработанных газов, удаляемых в атмосферу. Вся система включает в себя вращающийся регенератор и горелку, встроенную в кладку печи. Технические характеристики этой конструкции приведены в таблице 8 [115-116].

Как видно из данных таблицы 8 температура отработанных горячих газов достигает 1500°С, а температура нагретого в регенераторе воздуха доходит при этом до величины порядка 1300°С. За счёт работы регенеративного утилизатора тепла экономия топлива составляет более 70 %. Для уменьшения эмиссии оксидов азота NO_x до величины ниже 350 мг/м³ используется, как и в других конструкциях, рециркуляция горючих газов,

возвращающихся из пламени обратно к горелке. Кроме того в этой системе также применяется впрыскивание в пламя распылённой воды, что способствует интенсификации радиационного теплообмена между пламенем и кладкой печи на 3 – 5 % [115].

Анализ представленных данных наглядно показывает, что усовершенствование устройств для сжигания как низкокалорийного, так и высококалорийного топлива направлено главным образом на максимально возможное снижение эмиссии вредных веществ в атмосферу. Это достигается за счёт использования целого ряда способов. Сюда относится, прежде всего, эффективное образование газо-воздушной смеси. Кроме того, для эффективного сжигания этой смеси необходимо создавать условия для рециркуляции горючих газов в самом топочном пространстве. Большое значение придаётся также предварительному подогреву воздуха, поступающего на горение топлива, в рекуперативных и особенно в регенеративных теплообменниках, утилизирующих энергию отработанных горячих газов, удаляемых в атмосферу. Кроме того, используется подмешивание к топливу небольших порций аммиака, а также впрыскивание воды или пара в пламя для повышения радиационного теплообмена.

Таблица 8 - Параметры жидкостной горелки марки MidiReg

Показатели	Единицы измерения	При полной нагрузке	При частичной нагрузке	Единицы измерения
Мощность нагрузки	кВт	1250	250	кВт
	%	100	20	%
Температура отработанных горячих газов	°С	1500	1500	°С

Температура нагретого в регенераторе воздуха, поступающего на горение	°С	1290	1375	°С
Температура горячих газов после регенератора	°С	160	115	°С
Экономия топлива	%	72	76	%

2.4 Особенности распыла жидких топлив воздушным потоком

Впрыскиваемые в камеру сгорания первоначально в виде непрерывной жидкой струи топливо или окислитель, распадается на нити и капли благодаря взаимодействию с газом. Пар, исходящий от возникающих жидких фрагментов, смешивается с турбулентным потоком газа и происходит химическая реакция. Если производимый распыл не распадается на мелкие капли, то процесс смешивания не будет совершенным и горение будет не полным. Это приводит к потере мощности, дополнительному расходу топлива и увеличению выделения загрязняющих веществ. Поэтому понимание сложного процесса формирования распыла и предсказание будущих процессов представляет большой интерес для инженеров, и в целом, в исследованиях в области механики жидкости.

В авиационных и ракетных двигателях струя жидкости впрыскивается с высокоскоростной спутной струей газа. Такой тип распада топлива на жидкие капли называется распылением воздушным потоком. В настоящей диссертационной работе основное внимание уделяется

моделированию формирования и динамики впрыска при распылении воздушным потоком.

Типичная конфигурация распыла воздушным потоком в авиационных двигателях показана на Рисунке 14. В такой форсунке жидкое топливо впрыскивается при низком давлении в виде тонкого кольцевого жидкого листа. Два воздушных потока с высокими скоростями сопутствуют жидкости и передают большое количество кинетической энергии. Из-за такого взаимодействия с газовым потоком, жидкий лист разделяется с обеих сторон. Благодаря этому далее жидкие листы распадаются на связки, нити и маленькие капли.

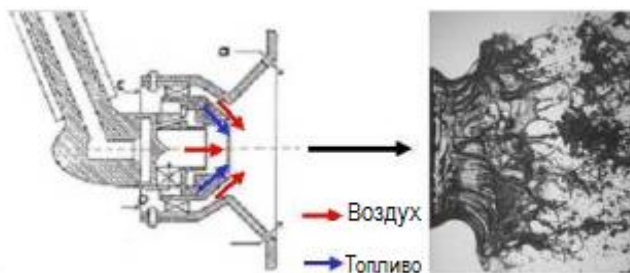


Рисунок 14 - Схема воздушного распыла в авиационном двигателе [117]

На Рисунке 15 схематически показан тип воздушного распыла в условиях, подобных ракетным двигателям. Здесь центральная струя жидкого кислорода впрыскивается при низкой скорости и захватывается движением высокоскоростного потока газообразного водорода. Струя жидкости становится волнистой, затем следует разрыв на нити и распад на мелкие капли из-за высокой скорости движения газа.

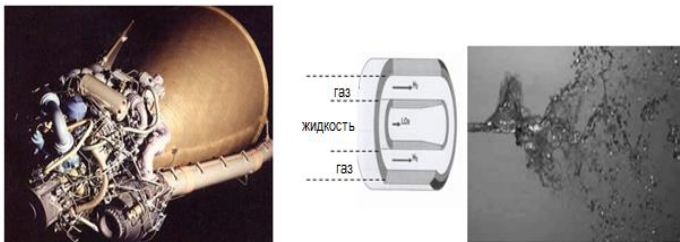


Рисунок 15 - Схема воздушного распыла в ракетном двигателе [118]

В обоих случаях можно заметить, что в непосредственной близости от форсунки, жидкость еще не фрагментирована. Обычно эта зона называется жидким ядром. Она определяется как площадь потока, в котором фракция массы жидкости близка к единице, а основная масса жидкости остается максимально неразрушенной [119]. Многие комплексы взаимодействия появляются на периферии жидкого ядра, что приводит к образованию волокон и их отрыва от жидкого ядра. Такая фаза обеднения жидкого ядра называется первичным распылением.

Фрагменты, оторвавшиеся от жидкого ядра, сталкиваются между собой. Столкновения между фрагментами могут привести к их слиянию или распаду. Фрагменты также могут быть разделены быстрым потоком газа, который производит маленькие капли. Фазу, при которой производятся мелкие капли из больших жидких фрагментов, обычно называют вторичным распылением. Ясно, что чем меньше размер капли, тем лучше смешивание между газообразными реагентами и, следовательно, наступает более эффективное сгорание. Схематическая структура горения распыла показано на Рисунке 16.

Во многих экспериментальных исследованиях было установлено, что большое количество безразмерных

масштабных параметров участвуют в процессе первичного распыления [120]. Среди таких параметров можно отметить числа Вебера We и Рейнольдса Re :

$$We = \frac{\rho_g (u_{g,0} - u_{l,0})^2 D_l}{2\sigma}, \quad (1)$$

$$Re_l = \frac{u_{l,0} D_l}{\nu_l}, \quad Re_g = \frac{u_{g,0} (D_g - D_l)}{\nu_g}, \quad (2)$$

где $u_{l,0}$ - входная скорость жидкости, $u_{g,0}$ - входная скорость газового потока, σ - коэффициент поверхностного натяжения, D_l - входной диаметр жидкой струи, D_g - входной размер спутной газовой струи. К основным параметрам также относятся соотношения плотностей, массы и динамического давления газовой и жидкой фаз:

ρ_l / ρ_g , $m = \frac{\rho_g u_{g,0} (D_g^2 - D_l^2)}{\rho_l u_{l,0} D_l^2}$ и $M = \frac{\rho_g u_{g,0}^2}{\rho_l u_{l,0}^2}$. Из

этих трех параметров основную важность имеет последний, а именно соотношение импульсов:

$$M = \frac{\rho_g u_{g,0}^2}{\rho_l u_{l,0}^2}. \quad (3)$$



Рисунок 16 - Схема горения распыла

К примеру, было предложено выражать экспериментальные корреляции между средней длиной жидкого ядра L и параметров (1) - (3) следующим образом (Таблица 9).

Внутри коаксиального сопла газовый поток, движущийся с высокой скоростью, образует пограничный слой на жесткой границе раздела между двумя параллельно текущими потоками газа и жидкости. Безразмерная толщина входящего пограничного слоя:

$$\frac{\delta_g}{D_g - D_l}, \quad (4)$$

также является очень важным параметром. В качестве еще одного важного параметра также можно отметить число Онезорге:

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_l}}. \quad (5)$$

Таблица 9 - Экспериментальные корреляции между средней длиной жидкого ядра и (1) - (3) параметрами

Эксперимент	газ	жидкость	D_l (m)	D_g (m)	Экспериментальные корреляции
[121]	воздух	вода	0,000971	0,01036	$\frac{L}{D_l} = 0,66 \left(\frac{We}{2} \right)^{-0,4} Re^{0,6}$
[122]	азот	этанол	0,0022	0,01	$\frac{L}{D_l} = 1,7^{0,18} \ln \left(\frac{Re_l}{\sqrt{We}} \right) - 0,16$
[123]	воздух	вода	0,0038	0,0056	$\frac{L}{D_l} = \frac{6}{\sqrt{M}}$

На Рисунке 17 схематически показан механизм первичного распыла воздушным потоком.

На выходе пограничный слой взаимодействует с жидкой струей и приводит к неустойчивости Кельвина-

Гельмгольца на свободной поверхности. Согласно мнению автора [125] работы, наиболее нестабильная продольная

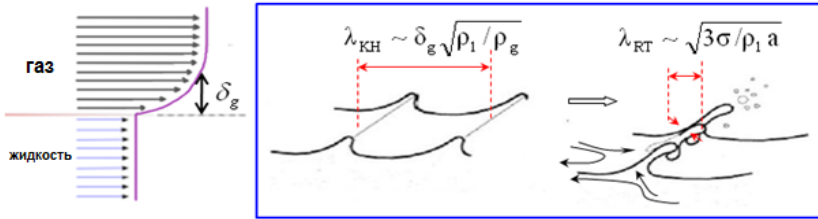


Рисунок 17 - Схема механизма первичного воздушного распыления [124]

длина волны неустойчивости Кельвина-Гельмгольца λ_{KH} регулируется толщиной входящего пограничного слоя δ_g . При высоких числах Вебера по оценкам автора работы [126] длина волны неустойчивости λ_{KH} равна:

$$\lambda_{KH} \approx C_{KH} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \delta_g. \quad (6)$$

Здесь для коаксиального распыления воздушным потоком $C_{KH} = 2$, что соответствует измерениям автора работы [127]. Автор работы [126] использовал преобразования Блазиуса для толщины пограничного слоя

$$\delta_g = C_\delta \frac{D_g - D_l}{2\sqrt{Re_g}} \text{ и число Рейнольдса } Re_g = \frac{u_{g,0}(D_g - D_l)}{v_g}.$$

Из измерений автора работы [127] было найдено, что $C_\delta = 5.6$.

Развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца называется первичной фазой неустойчивости. С другой стороны, вытекающая струя зависит от крупномасштабной неустойчивости течения. Затем волны первичной

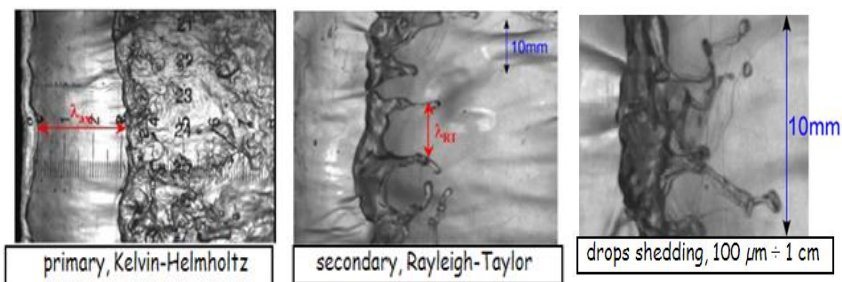
неустойчивости подвергаются воздействию потока газа, затем они ускоряются. Это приводит к быстрому развитию неустойчивости Рэля-Тейлора в поперечном направлении [118, 128]. Возникновение такого типа неустойчивости называется вторичной фазой неустойчивости. Выражение для очень больших длин волн при неустойчивости Рэля-Тейлора можно записать в таком виде [129]:

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_1 a}}, \quad (7)$$

где a означает свободное ускорение жидкости. Нити порядка λ_{RT} отделяются и фрагментируются быстро движущимся газом, который производит первичные капли размером:

$$r \sim \frac{1}{2} \lambda_{RT}. \quad (8)$$

Эти капли могут быть подвергнуты процессу вторичного распыления, тем самым они образуют впрыск. Описанный выше процесс продемонстрирован на Рисунке 18 [130].



Первичный распыл,
неустойчивость
Кельвина-
Гельмгольца

Вторичный распыл,
распад Рэля-Тейлора

Распад капли,
100 мкм ÷ 1 см

Рисунок 18 - Схема распыления при различных неустойчивых течениях [130]

Для того, чтобы из выражения (7) оценить типичный размер отдельной капли, пропорциональной λ_{RT} , авторы работ [131, 132] предложили следующую схему (Рисунок 19). Ускорение вследствие силы торможения, действующая на единицу массы волны, которая подвергается воздействию газового потока через поверхность раздела, должно быть:

$$a = \frac{1}{2} \frac{C_d \rho_g (u_{g,0} - u_c)^2 A_n}{m_n}, \text{ где } C_d \text{ постоянное и } u_c$$

является скоростью конвекции через поверхность раздела:

$$u_c = \frac{\sqrt{\rho_g} u_{g,0} + \sqrt{\rho_l} u_{l,0}}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}}. \quad (9)$$

Выражение (9) было предложено автором работы [133], оно выведено из равенства динамических давлений на поверхности раздела: $\rho_g (u_{g,0} - u_c)^2 = \rho_l (u_c - u_{l,0})^2$. Затем полагая, что масса нити равна $m_n = \rho_l A_n b$ и ее толщина $b = \alpha_n \lambda_{KH}$ (α_n постоянная), находим следующее выражение:

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_l a}} = 2\pi \left(\frac{6\sigma \alpha_n \delta_g C_{KH}}{\rho_g C_d} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \frac{1}{(u_{g,0} - u_c)}. \quad (10)$$

В действительности, если типичная скорость поверхности раздела должна определяться соотношением (9), то эта поверхность движется с постоянной скоростью без ускорения. Из этого следует, что можно предложить и оценить значение λ_{RT} , отличающееся от выражения (10) [134]. Авторы предположили, что волны с характерной длиной λ_{KH} , ускоряются силой сопротивления, равной

$F = C_D \frac{1}{2} \rho_g (u_{g,0} - u_{l,0})^2 A_n$. Тогда кинетическая энергия потока газа, который передается элементу жидкости в единицу времени, равняется $F \cdot u_{g,0}$.

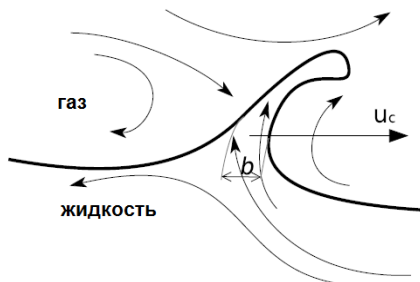


Рисунок 19 - Схема первичной продольной волны, воздействующая на поток встречного газа в коаксиальной струе жидкость-газ [131, 132]

Принимая импульс элемента жидкости как $\rho_l u_{l,0} A_n \lambda_{KH}$, записываем выражения для ускорения

$a = \frac{C_D \frac{1}{2} \rho_g (u_{g,0} - u_{l,0})^2 \cdot u_{g,0}}{\rho_l \cdot u_{l,0} \cdot \lambda_{KH}}$ и для λ_{RT} из соотношения (7) имеем:

$$\lambda_{RT} = 2\pi \left(\frac{6C_{KH}}{C_d} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \delta_g We_{\delta_g}^{-1/2} \left(\frac{u_{l,0}}{u_{g,0}} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$We_{\delta_g} = \frac{\rho_g (u_{g,0} - u_{l,0})^2 \delta_g}{\sigma}. \quad (12)$$

Можно отметить, что автор работы [133] обнаружил важное влияние скорости впрыска жидкости на размеры капель. Что касается типичного размера капель в дальнем поле впрыска, обычно оно определяется критическим или максимально стабильным размером, когда разрушающие гидродинамические силы уравниваются капиллярными силами:

$$r_{cr} = We_{cr} \sigma / \rho_g u_{rel}^2, \quad (13)$$

где u_{rel} - относительная скорость между жидкостью и газом, We_{cr} - критическое число Вебера, значение которого равняется 6 большим интервалам чисел Онезорге [135, 136].

Вопрос в том, как оценить u_{rel} . Колмогоров в своей работе [137] предполагает, что капля в турбулентном потоке растягивается до того момента, когда это растяжение составляет порядка силы поверхностного натяжения. Затем он оценивает значение u_{rel} из выражения для типичного приращения скорости газа в однородном стационарном турбулентном потоке. Если ε скорость диссипации, тогда:

$$r_{cr} = \frac{1}{2} \left(\frac{We_{cr} \sigma}{\varepsilon^{2/3} \rho_g} \right)^{3/5}. \quad (14)$$

Эти выражения не учитывают плотности жидкости. В то же время, капля, которая движется в турбулентном потоке, будет реагировать на свое турбулентное растяжения лишь частично из-за своей инерции. Авторы работ [138, 139] работы использовал следующее выражение:

$$\langle u_{rel}^2 \rangle \approx \varepsilon \tau_{st}, \quad (15)$$

где τ_{st} - время Стокса:

$$\tau_{st} = \frac{2\rho_l r^2}{9\rho_g \nu_g} \frac{1}{1+0,15 Re_p 0,687}, \quad (16)$$

Используя это выражение, можно предположить:

$$r_{cr} = \frac{1}{2} \left(\frac{We_{cr} 18 \nu_g \sigma}{\varepsilon \rho_l} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

Оба соотношения справедливы в том случае, когда механизм вторичного распыла относится к турбулентности в потоке газа.

3 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ТОПЛИВ

Большинство течений по природе своей имеют турбулентный характер и состояние турбулентности при движении потока сильно влияет на такие параметры течения, как перенос импульса, температуры и концентрации веществ в смеси. В этой главе диссертации приведена математическая модель, описывающая горение жидких топлив на основе уравнений сохранения массы (ρ), импульса ($\rho\vec{u}$), энергии (E) и концентрации (c).

3.1 Уравнения сохранения массы, импульса, внутренней энергии и концентрации

Уравнение сохранения массы записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{u}) = S_{mass}, \quad (18)$$

где \vec{u} - скорость жидкости.

Если рассматривается газожидкостная смесь, то источниковый член S_{mass} представляет локальное изменение плотности газа за счет испарения или конденсации. Если рассматривается однофазное течение газа, то этот источниковый член равен нулю.

Уравнение сохранения импульса газа имеет следующий вид:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \text{grad}) \vec{u} = \text{div} \vec{\xi} + \rho \vec{g} + S_{\text{mom}},$$

$$\vec{\xi} = -P \vec{I} + \vec{\tau}. \quad (19)$$

Правая часть уравнения (19) представляет вклад в изменение импульса за счет градиента давления P , тензора вязких напряжений $\vec{\tau} = \lambda \vec{I} \text{div} \vec{u} + 2\mu \vec{D}$ и объемной силы тяжести $\rho \vec{g}$.

Здесь $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ - тензор скорости

деформации, \vec{I} - единичная матрица, μ и λ - коэффициент динамической вязкости и второй коэффициент вязкости, соответственно. Если рассматривается однофазное течение газа, то $S_{\text{mom}} = 0$; если течение двухфазное, то S_{mom} представляет собой локальную скорость изменения импульса в газовой фазе за счет движения капель.

Уравнение сохранения внутренней энергии:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \vec{\tau} : \vec{D} - \rho \text{div} \vec{u} - \text{div} \vec{q} + S_{\text{energy}}, \quad (20)$$

где q - удельный тепловой поток, представляет собой закон Фурье о передаче тепла, выражение $\vec{\tau} : \vec{D}$ представляет скорость увеличения внутренней энергии за счет вязкой диссипации. Источниковый член S_{energy} обозначает вклад в изменение внутренней энергии за счет присутствия распыленной жидкой или твердой фазы (работа силы S_{mom}).

Уравнение сохранения концентрации компоненты m имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho c_m)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \cdot D_{c_m} \cdot \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_{mass}, \quad (21)$$

где ρ_m - массовая плотность компоненты m , ρ - полная массовая плотность.

Уравнение состояния для смеси газов можно записать так:

$$p = R_0 T \sum_m (\rho_m / W_m), \quad (22)$$

где W_m - молярная масса компоненты m .

Выражение для удельной внутренней энергии выглядит следующим образом:

$$I(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) I_m(T). \quad (23)$$

Выражение для удельной теплоемкости при постоянном давлении имеет вид:

$$c_p(T) = \sum_m (\rho_m / \rho) c_{pm}(T). \quad (24)$$

Выражение для энтальпии:

$$h_m(T) = I_m(T) + R_0 T / W_m, \quad (25)$$

где R_0 - универсальная газовая постоянная, I_m - внутренняя энергия компоненты m . Величины $h_m(T)$ и $c_{pm}(T)$ взяты из справочной литературы [140].

Начальные и граничные условия задачи о распыле и горении жидких топлив в камере сгорания

В начальный момент времени газ в камере сгорания находится в состоянии покоя и начальное распределение температуры постоянно:

$$t=0: u=0, v=0, w=0, T=T_0, c=c_0.$$

Поле скорости у стенки определяется через турбулентный закон стенки, причем профили компоненты скоростей задаются логарифмическим распределением:

$$\frac{v}{u^*} = \begin{cases} 1/k \ln(c_{l\omega} \zeta^{7/8}), & \zeta > R_c, \\ \zeta^{1/2}, & \zeta < R_c \end{cases},$$

где $\zeta = \frac{\rho y v}{\mu_{air}(T)}$ - число Рейнольдса, которое определяется

по относительной скорости газа к стенке, $v = \left| \vec{u} - \omega_{wall} \vec{k} \right|$ - скорость газа относительно стенки на расстоянии y от нее, u^* - динамическая скорость, которая связана с тангенциальными компонентами тензора напряжения следующим образом:

$$\vec{\sigma}_\omega - (\vec{\sigma}_\omega \cdot \vec{n}) \vec{n} = \rho (u^*)^2 \frac{\vec{v}}{v}, \text{ здесь } \vec{v} = \vec{u} - \omega_{wall} \vec{k},$$

$$k = \sqrt{c_\mu^{1/2} (c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1}) \text{Pr}_\varepsilon}.$$

Значение температуры на стенке является фиксированной, поэтому для нее используется вышеназванный закон турбулентности:

$$\frac{J_\omega}{\rho u^* c_p (T - T_\omega)} = \begin{cases} 1 / \left(\text{Pr}_l \frac{v}{u^*} \right), & \zeta \leq R_c, \\ 1 / \left\{ \text{Pr} \left[\frac{v}{u^*} + \left(\frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}} - 1 \right) R_c^{1/2} \right] \right\}, & \zeta > R_c \end{cases},$$

где Pr_l - число Прандтля для ламинарного потока.

Для кинетической энергии турбулентности k и ее скорости диссипации ε записываются следующие граничные условия:

$$\nabla k \cdot \vec{n} = 0, \quad \varepsilon = c_{\mu_\varepsilon} \frac{k^{3/2}}{y}, \quad c_{\mu_\varepsilon} = \left[\frac{c_\mu}{\text{Pr}_\varepsilon (c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1})} \right]^{1/2}.$$

Граничное условие для поля скорости выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0.$$

3.2 Модели турбулентности, используемые при численных расчетах

Остановимся на теории идеализированной турбулентности, а именно, на однородной изотропной статистически стационарной турбулентности Колмогорова при больших числах Рейнольдса. Рассматривая передачу энергии от больших энергетически неустойчивых вихревых структур к меньшим масштабам и используя анализ размерностей, эта теория дает универсальные соотношения между параметрами турбулентности. Пусть $u' = \Delta_l u$ есть приращение скорости между двумя точками, лежащими на расстоянии l , которое гораздо меньше, чем геометрический пространственный масштаб потока $L \gg l$. l будем считать типичным размером вихря [140].

Колмогоров предположил, что скорость передачи энергии в пространстве масштабов $l \ll L$ не зависит от расстояния l и также не зависит от вязкости жидкости. Обозначая эту скорость передачи энергии как ε и полагая ее единственным параметром каскадной передачи энергии, турбулентности, пишем:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{(\Delta_l u)^3}{l}, \quad (26)$$

где $\langle \varepsilon \rangle$ – это средняя скорость передачи кинетической энергии через вихри с типичным размером в пространственном масштабе l .

С другой стороны на наименьших пространственных масштабах вязкость диссипирует эту энергию, пришедшую

от больших вихрей, т.е. наряду с ε , вязкость ν становится также определяющим параметром турбулентных характеристик, т.е.

$$\eta \equiv l_{\min} = l_{\min}(\varepsilon, \nu). \quad (27)$$

Тогда по размерности мы получаем единственную комбинацию:

$$\eta \propto \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad \Delta_\eta u = (\varepsilon \nu)^{1/4}. \quad (28)$$

Если составить число Рейнольдса:

$$\text{Re}_\eta = \frac{\Delta_\eta u \cdot \eta}{\nu} = 1. \quad (29)$$

Используя $\Delta_L u = (\varepsilon L)^{1/4}$ имеем:

$$\text{Re}_L = \frac{\Delta_L u \cdot L}{\nu} = \text{Re}_\eta \left(\frac{L}{\eta} \right)^{3/4} \Rightarrow \frac{L}{\eta} \propto \text{Re}_L^{4/3}. \quad (30)$$

Уравнение (30) представляет закон Колмогорова – Обухова, который определяет распределение турбулентной кинетической энергии по спектрам. Представляя $l \propto \frac{1}{k}$, запишем плотность турбулентной энергии в масштабе волновых чисел:

$$E(k) \propto \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (31)$$

Эти простые соотношения позволяют выразить турбулентную вязкость через параметры крупномасштабного разрешаемого течения. Используя скейлинг Колмогорова, запишем следующую формулу:

$$\langle \varepsilon \rangle \approx \frac{\Delta_L u^3}{L} \equiv \frac{k^{3/2}}{L}. \quad (32)$$

С другой стороны, если ввести турбулентную вязкость, так что передаваемая по масштабам энергия диссипируется на малых масштабах, то из определения вязкой

диссипации, ее можно аппроксимировать следующим образом:

$$\langle \varepsilon \rangle \approx \nu_T \frac{\Delta_L u^2}{L^2} \equiv \nu_T \frac{k}{L^2}, \quad (33)$$

откуда приравнявая эти два соотношения, получаем:

$$\nu_T = C_\mu L k^{1/2}. \quad (34)$$

Здесь турбулентная вязкость выражена через два параметра: геометрический масштаб длины и кинетическую энергию турбулентности (так называемая

$k-L$ модель). Вводя по размерности $\langle \varepsilon \rangle = C_\mu \frac{k^{3/2}}{L}$,

получаем другую формулировку: $\nu_T = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ (так

называемая $k-\varepsilon$ модель). Для того, чтобы вычислить турбулентную вязкость необходимо уравнение для k и L (или для ε).

Эти простые выражения породили современные инженерные подходы к моделированию турбулентности, которые мы изложим ниже. В прямом численном моделировании (DNS) интегрируются непосредственно уравнения (18-20) без привлечения каких-либо моделей турбулентности. Так как при этом сетки должны быть порядка η и меньше, разрешаются все турбулентные масштабы длины. Ясно, что чем больше число Рейнольдса, тем больше спектр разрешаемых масштабов турбулентности и, следовательно, плотность используемой сетки более высокая. Поэтому с ростом числа Re требование к компьютеру увеличивается.

Второй подход, называемый методом моделирования крупных вихрей (LES), состоит из отфильтрованных

уравнений Навье-Стокса, с шириной фильтра, равной характерному размеру сетки Δ . В этом подходе разрешаются прямым путем масштабы, больше чем Δ , но нужно моделировать подсеточные турбулентные масштабы от Δ до η .

Третий подход основан на осредненных по ансамблю реализаций уравнениях Навье-Стокса, так называемый подход осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS). В этом методе уравнения Навье-Стокса осреднены по ансамблю реализаций или по времени. Поэтому в этом методе моделируется вклад всех масштабов турбулентности, от L до η . На Рисунках 20 и 21 схематически представлены эти три подхода к моделированию турбулентности. Ясно, что RANS наиболее практический подход в инженерных задачах. Остановимся на некоторых деталях каждого из подходов.

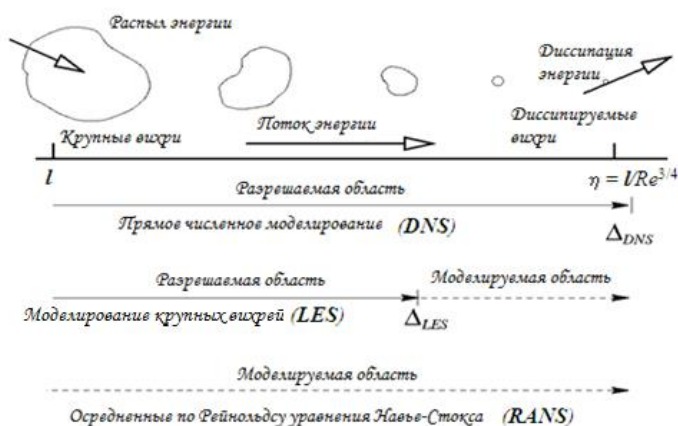


Рисунок 20 - Сравнение различных методов моделирования турбулентности [141]

УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

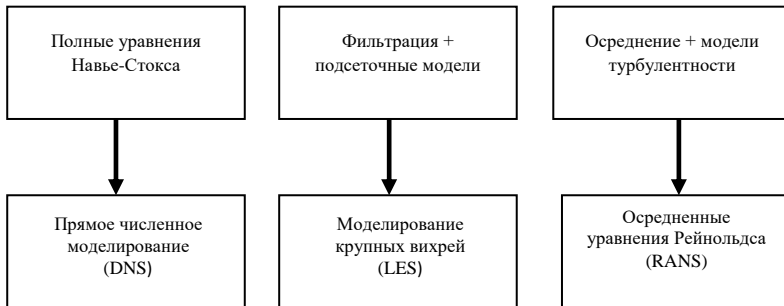


Рисунок 21 - Основные методы моделирования турбулентных течений [142]

3.2.1 Прямое численное моделирование

Прямое численное моделирование (DNS) предполагает решение полных нестационарных уравнений Навье-Стокса и уравнения неразрывности на численных сетках, достаточных для разрешения в среднем минимальных пространственных и временных масштабов турбулентности. Это означает, что не требуется дополнительного моделирования турбулентности [143].

Однако, трудности DNS заключаются в ограниченности компьютерных ресурсов. Количество требуемых сеточных узлов и временных шагов существенно превосходят современные вычислительные мощности, если число Re становится существенным. Результаты, полученные с помощью такого моделирования, дают возможность проанализировать механизмы, которые контролируют статистические свойства турбулентности, а также имеют огромное значение при тестировании моделей турбулентности.

В этом подходе количество вычислительных узлов N оценивается как $N \propto \left(\frac{l}{\eta}\right)^3$ или, с учетом закона Колмогорова, $\left(\frac{l}{\eta}\right)^3 \propto Re$. А поскольку размер шага времени имеет тот же порядок что и размер сетки (который равен числу Куранта), требуемое количество временных шагов равняется $Re^{\frac{3}{4}}$. При современных мощностях компьютеров появилась возможность выполнить прямое численное моделирование (DNS), но для простых турбулентных течений и при средних числах Рейнольдса.

Ниже в Таблице 10 представлена для примера зависимость времени расчета DNS от числа Рейнольдса для течения в канале [144]. Здесь флоп - внесистемная единица, используемая для измерения производительности компьютеров, показывающая, сколько операций с плавающей запятой в секунду выполняет данная вычислительная система.

Ясно, что при увеличении числа Рейнольдса Re требования к компьютерной мощности становятся очень высокими. Следует отметить, что в прикладных задачах, связанных с распылом воздушного потока, числа Рейнольдса для метода DNS являются очень высокими.

Таблица 10 - Время расчета турбулентного течения в канале с DNS при различных числах Рейнольдса [144]

Re	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^8$
200 Мегафлоп/с	68 дн.	444 дн.	610 лет	∞	∞
1 Тетрафлоп/с	13 дн.	88 дн.	122 года	∞	∞

3.2.2 Моделирование крупных вихрей

Прямое численное моделирование турбулентных течений является неэффективными и чрезмерно дорогим,

так как значительное количество вычислительных ресурсов расходуется, чтобы охватить малые вихревые структуры, в которых содержится незначительное количество кинетической энергии турбулентности. Моделирование крупных вихрей турбулентных течений (LES) является промежуточным методом между DNS и RANS и все чаще используется в качестве инструмента, предназначенного для изучения динамики турбулентности в технических приложениях.

Основное отличие LES от DNS заключается в концепции процедуры фильтрации для LES, то есть разделения мелкомасштабных и крупных структур [145]. При моделировании крупных вихрей, крупные вихри напрямую разрешаются на численной сетке и времени, а мельчайшие вихри подсеточного масштаба моделируются. В подходе LES моделируются большие вихревые структуры, которые зависят от граничных условий и состоят из большей части кинетической энергии потока. Основной предпосылкой для такого подхода является то, что наибольшие вихри несут максимум рейнольдсовых напряжений и должны быть рассчитаны. Мелкие масштабы или подсеточные масштабы (SubGrid Scales SGS) содержат низкие значения рейнольдсовых напряжений, кроме того, мелкомасштабная турбулентность близка к изотропной и имеет близкие к универсальным характеристики, в большей степени поддающиеся моделированию.

Моделирование турбулентных течений состоит из четырех этапов [145]:

1. Пространственная фильтрация;
2. Получение отфильтрованных уравнений Навье-Стокса;
3. Моделирование неразрешаемых движений;
4. Численное решение.

При моделировании крупных вихрей разрешаются большие масштабы потока и моделируются только малые масштабные структуры. Большие масштабы производятся за счет геометрии потока и могут меняться с изменением геометрии течения. С другой стороны, малые масштабы, которые участвуют в диссипации кинетической энергии турбулентности, как правило, универсальны и легко моделируются.

Для того, чтобы эффективно отфильтровать малые масштабы от больших вихрей используется специальный фильтр с шириной равной Δ . Пространственная операция фильтрации разлагает поле потока на две составляющие, первая из которых разрешаемая (фильтруется), а вторая подсеточная:

$$u_i(x_i, t) = \tilde{u}_i(x_i, t) + u'_i(x_i, t). \quad (35)$$

Операция фильтрации в LES впервые была описана автором работы [146]:

$$\tilde{u}(x, t) = \int_D G(r, x) u(x-r, t) dr, \quad (36)$$

где D обозначает область поля течения, а G является специальной функцией фильтра, которая удовлетворяет условию нормировки [145]:

$$\int G(r, x) dr = 1. \quad (37)$$

Отфильтрованные уравнения непрерывности, импульса и массы Навье – Стокса после операции фильтрации записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \tilde{S}_{mass}, \quad (38)$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \rho g - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \tilde{S}_{mom}, \quad (39)$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{E} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \tilde{p} \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \tilde{S}_{energy}. \quad (40)$$

Анизотропную часть подсеточного напряжения Рейнольдса, значение которого неизвестно, можно моделировать с помощью подхода Буссинеска:

$$\sigma_{ij}^s - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{\sigma}_{kk}^s = -\mu_t \tilde{S}_{ij}. \quad (41)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_{ij}$ играет схожую роль в отфильтрованных уравнениях, как тензор рейнольдсовых напряжений в RANS. \tilde{S}_{ij} обозначает тензор скорости деформации в отфильтрованном масштабе:

$$\tilde{S}_{ij} = \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (42)$$

Выбор функции для фильтра один из центральных пунктов в моделировании крупных вихрей [143]. Ниже приведены некоторые из широко используемых фильтров [146].

Осредненный по объему коробочный фильтр:

$$G(x - \xi; \Delta) = \begin{cases} 1/\Delta, & |x_i - \xi_i| < \Delta x_i / 2. \\ 0, & |x_i - \xi_i| > \Delta x_i / 2 \end{cases}.$$

Фильтр Гаусса:

$$G(x - \xi; \Delta) = \left(\frac{6}{\pi \Delta^2} \right)^{3/2} \exp \left(-6 \frac{|x_i - \xi_i|^2}{\Delta^2} \right).$$

Сокращенный фильтр Фурье:

$$G(x - \xi; \Delta) = \frac{1}{\Delta^3} \prod_{i=1}^3 \frac{\sin(x_i - \xi_i) / \Delta}{(x_i - \xi_i) / \Delta}.$$

Модель Смагоринского

Первая модель для подсеточных напряжений была предложена Смагоринским, которая определяется по следующей формуле [147]:

$$q_{ij} - \frac{1}{3} q_{ll} \delta_{ij} = -C_s^2 \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}, \quad (43)$$

где $|\bar{S}|^2 = \frac{1}{2} \bar{S}_{pq} \bar{S}_{pq}$,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij}. \quad (44)$$

S_{ij} является девиаторной частью тензора скорости деформации. Коэффициент пропорциональности C_s носит название константы Смагоринского и в зависимости от вида течения имеет различные значения. Хотя модель Смагоринского отличается простотой и хорошей сходимостью вследствие ее диссипативности, но имеет и свои недостатки.

Так как модель базируется на статистическом анализе, невозможно наблюдать нестационарные эффекты между разрешенными крупными структурами и подсеточными масштабами, как например, при кратковременных переходах турбулентной кинетической энергии от мелких к крупным структурам. Градиент $q_{ll} \delta_{ij}/3$ поглощается градиентом давления в течениях несжимаемой жидкости.

3.2.3 Моделирование на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса. $k - \varepsilon$ модель турбулентности

Для технических приложений более приемлемым является метод, базирующийся на решении осредненных уравнений Навье-Стокса или уравнений Рейнольдса.

В подходе моделирования осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) к основным уравнениям применяется операция осреднения по ансамблю, то есть в динамику осредненного течения вносят вклад все временные и пространственные масштабы турбулентности.

Отсюда и преимущество осредненных по времени уравнений: их решения вычисляются на компьютере быстро. В то же время появляются новые члены в осредненном уравнении импульса, которые нужно моделировать, как например, напряжения Рейнольдса τ_{ij} , которые возникают от осредненных по Рейнольдсу конвективных членов:

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} .$$

При моделировании турбулентных течений по осредненным параметрам широко распространена гипотеза Буссинеска, которая проводит аналогию между молекулярной и турбулентной диффузией. Вязкость зависит от времени и масштабов турбулентности, которые вычисляются из решения дополнительных транспортных уравнений, например, из уравнений для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации.

Предположение об изотропной турбулентной вязкости неверно во многих сложных течениях таких как, закрученные потоки, вторичные течения в квадратном канале и т.д. [148]. Гипотеза Буссинеска не выполняется даже во многих простых течениях, например течение в трубе, вращающейся вокруг своей оси, не говоря уже о более сложных течениях. С другой стороны, во многих случаях, особенно при анализе течений, в которых основное влияние на осредненное движение оказывает лишь одна из компонент тензора рейнольдсовых напряжений, недостаток гипотезы Буссинеска не приводит к заметным погрешностям.

Для двухфазных течений при распылении воздушным потоком один из особенных недостатков модели RANS состоит в том, что она принципиально не описывает динамические явления, которые происходят в турбулентных масштабах, которые соизмеримы с

характерными масштабами распыленной фазы. Поэтому приходится моделировать взаимодействие фазы с турбулентностью. Однако, можно отметить преимущество RANS в его скорости и эффективности для решения инженерных задач.

Осреднение в RANS выполняется таким образом, что поле потока разделяется на две части: первая называется осредненной частью, а вторая пульсационной составляющей:

$$u_i(x_i, t) = \bar{u}_i(x_i, t) + u'_i(x_i, t). \quad (45)$$

Средняя часть определяется как среднее по ансамблю, то есть это средняя по совокупности реализаций:

$$\bar{u}_i(x_i, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_i(x_i, t), \quad (46)$$

где N – количество участников в ансамбле.

Применяя операцию осреднения, можно получить осредненные уравнения сохранения массы, импульса и энергии. В этом случае из основных уравнений сохранения получаем осредненные уравнения Навье – Стокса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i} = \bar{S}_{mass}, \quad (47)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{S}_{mom}, \quad (48)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{E} \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{S}_{energy}. \quad (49)$$

В приведенных выше уравнениях S_{mass} , S_{mom} и S_{energy} , соответственно, источниковые члены массы, импульса и энергии дисперсной фазы. ρ - плотность несущей фазы, p - давление и g - сила тяжести. Индексы

i и j представляют направления осей x , y и z , $\bar{\sigma}_{ij}$ - тензор вязких напряжений:

$$\bar{\sigma}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right). \quad (50)$$

τ_{ij} - это напряжения Рейнольдса, значения которых неизвестны и должны быть моделированы. Напряжения Рейнольдса определяются из приближения к гипотезе Буссинеска [149]:

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ik} k, \quad (51)$$

где k - это кинетическая энергия турбулентности, которая определяется как $\frac{1}{2}(\overline{u_i'^2} + \overline{v_i'^2} + \overline{w_i'^2})$ и μ_t - турбулентная вязкость.

k - ε модель турбулентности

Более универсальными моделями в инженерных расчетах турбулентных потоков являются модели с двумя дифференциальными уравнениями. Наиболее часто в технических течениях используется модель с двумя дифференциальными уравнениями. Это $k - \varepsilon$ модель, когда решаются два уравнения для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon, \quad (52)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] = c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} G - \left[\left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_3} \right) \rho \varepsilon \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] - c_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (53)$$

$$\text{Здесь } G = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}.$$

Это стандартные $k - \varepsilon$ уравнения. Величины c_{ε_1} , c_{ε_2} , c_{ε_3} , σ_k , σ_ε являются модельными константами, которые определяются из эксперимента. Стандартные значения этих констант обычно используются в инженерных вычислениях и приведены ниже в Таблице 11 [140].

Таблица 11 - Константы $k - \varepsilon$ модели турбулентности

Константа	Численное значение
c_{ε_1}	1,44
c_{ε_2}	1,92
c_{ε_3}	-0,33
σ_k	1,0
σ_ε	1,3

Турбулентная вязкость определяется следующим соотношением:

$$\mu_t = \rho \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}$$

Здесь C_μ является константой и ее значение равно 0,09. Чтобы избежать деления на $k = 0$, значения k и ε ограничиваются до минимальных значений $k \geq k_{\min}$ и $\varepsilon \geq \varepsilon_{\min}$, соответственно.

Граничные условия для кинетической энергии турбулентности k и ее скорости диссипации ε записываются таким образом [140]:

$$\nabla k \cdot \vec{n} = 0, \quad \varepsilon = c_{\mu_\varepsilon} \frac{k^{3/2}}{y}, \quad c_{\mu_\varepsilon} = \left[\frac{c_\mu}{\text{Pr}_\varepsilon (c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1})} \right]^{1/2}$$

$k - \varepsilon$ модель является одной из наиболее апробированных и широко применяемых в инженерных расчетах моделей турбулентности, которая основана на транспортных уравнениях для кинетической энергии турбулентности (52) и скорости ее диссипации (53) замыкаемых равновесными, приближенными, экспериментально проверенными зависимостями.

Простота, хорошая сходимость и неплохая точность $k - \varepsilon$ модели позволяет ей на данный момент оставаться наиболее используемой моделью для моделирования широкого спектра турбулентных течений. Данная модель турбулентности, широко применяется благодаря своей простоте, экономии вычислительных ресурсов и достаточной степени точности в предсказании свойств, как не реагирующих, так и горящих потоков. Модель хорошо работает при высоких числах Рейнольдса и высокой степени турбулентности потока, которая удачно была применена во многих работах при вычислений характеристик реагирующего потока с химическими превращениями [150-155].

При расчете различных характеристик течения применялась система уравнений турбулентного переноса, для замыкания которой использована стандартная $k - \varepsilon$ модель турбулентности, поскольку в исследованиях, связанных с изучением процессов тепломассопереноса в турбулентных течениях жидких топлив эта модель проявляет устойчивость, экономичность, и разумную точность, что делает ее наиболее применимой для решения промышленных задач [156-158].

Таким образом, представленные уравнения $k - \varepsilon$ модели турбулентности являются наиболее известными полуэмпирическими дифференциальными моделями турбулентности второго порядка, которые используются в

зарубежных и отечественных научных и инженерных расчетах.

3.3 Химическая модель горения жидких топлив

Химические реакции, происходящие в системе обозначаются:

$$\sum_m a_{mr} \chi_m = \sum_m b_{mr} \chi_{mr}, \quad (54)$$

где χ_m - один моль компоненты m , a_{mr} и b_{mr} - суммарные стехиометрические коэффициенты для реакции r . Эти коэффициенты должны удовлетворять условию:

$$\sum_m (a_{mr} - b_{mr}) W_m = 0. \quad (55)$$

В этом случае масса сохраняется в химических реакциях. Химические реакции делятся на два вида. Кинетическая реакция r описывается как:

$$\dot{\omega}_r = k_{fr} \prod_m (\rho_m / W_m)^{a_{mr}} - k_{br} \prod_m (\rho_m / W_m)^{b_{mr}}. \quad (56)$$

Здесь коэффициенты реакции a'_{mr} и b'_{mr} не равняются коэффициентам a_{mr} и b_{mr} . Можно использовать коэффициенты реакции, полученные экспериментально. Коэффициенты k_{fr} и k_{br} принимают обобщенную форму:

$$k_{fr} = A_{fr} T^{\zeta_{fr}} \exp\{-E_{fr} / T\}, \quad (57)$$

$$k_{br} = A_{br} T^{\zeta_{br}} \exp\{-E_{br} / T\}, \quad (58)$$

где E_{br} - энергия активации прямой реакции, E_{fr} - энергия активации обратной реакции. Коэффициенты в обратных реакциях определяются из уравнения:

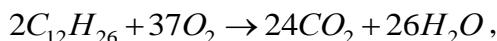
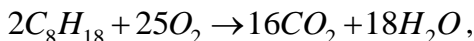
$$\prod_m (\rho_m / W_m)^b = mr^{-a} mr = K_c^r(T), \quad (59)$$

где $K_c^r(T)$ - константа равновесия, которая имеет вид:

$$K_c^r = \exp\left\{A_r \ln T_A + B_r / T_A + C_r + D_r T_A + E_r T_A^2\right\}, \quad (60)$$

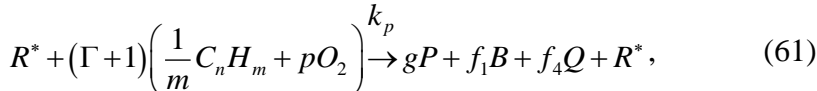
при $T_A = T / 1000 \text{ K}$.

Химическая кинетика процесса горения представлена в виде обобщенных химических реакций для двух видов топлива – октана и додекана:



в результате которых образуются следующие продукты горения: CO_2 и H_2O .

При взаимодействии топлива с окислителем образуются радикалы, которые участвуют в дальнейших реакциях (61)-(63) и приводят к образованию агентов ветвления и промежуточных продуктов:

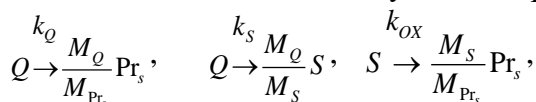


где R^* - все радикалы, B - агент ветвления, Q - промежуточный продукт. Коэффициенты Γ , p , g можно записать в виде:

$$\Gamma = \frac{f_1 M_B + f_4 M_Q}{\frac{M_{RH}}{m} + p M_{O_2}}, \quad p = \frac{n(2 - \lambda) + m}{2m}, \quad g = \frac{n}{m} + 1.$$

Коэффициент λ определяет отношение смеси продуктов $CO/CO_2 = \lambda / (1 - \lambda)$, $\lambda = 0,67$ [156].

Молекулярные веса глобальных компонентов M_B , M_Q определяются из уравнений баланса масс. Промежуточные продукты реакции можно записать следующим образом:



где S - обозначает сажу, Pr_s - глобальные продукты окисления сажи.

Для характеристики турбулентного горения часто используют число Дамколера:

$$Da = \frac{t_\tau}{t_c},$$

где t_c - характерное время реакции, которое необходимо для перехода окислителя и топлива в продукты сгорания, t_τ - характерный временный масштаб турбулентности, т.е. время нахождения объема жидкости в определенной точке пространства. Число Дамколера показывает влияние турбулентной и химической составляющих на процесс горения. При числах Дамколера $Da \rightarrow 0$ доминирующим являются химические реакции, при $Da \rightarrow \infty$ ограничивающим являются процессы турбулентного смешения.

Другим важным параметром для характеристики процессов горения является число Карловитца. Число Карловитца характеризует отношение химического t_c и колмогоровского t_k масштабов времени:

$$Ka = \frac{t_c}{t_k}.$$

При числах $Ka \ll 1$ химические процессы происходят быстрее, чем турбулентные. Также еще одним часто используемым параметром является число Льюиса для компоненты m , которое определяется как:

$$Le_m = \frac{\lambda}{\rho c_p D_k} = \frac{D_{th}}{D_m},$$

где $D_{th} = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ - тепловой коэффициент диффузии.

Число Льюиса показывает отношение тепловой скорости диффузии к скорости диффузии компоненты m . Во многих моделях горения тепловая скорость и скорость диффузии для всех компонентов принимаются одинаковыми, т.е. $Le_m = 1$.

3.4 Уравнения движения одиночной жидкой частицы в потоке газа

Движения каплей основываются на уравнениях движения Ньютона, в предположении, что единственная сила, действующая на каплю, есть сила Стокса [159]. Обычно, как результат измерений, уравнение Ньютона записывается в более обобщенном виде [160-162]:

$$\frac{1}{6} \rho_p \pi d_p^3 \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{1}{2} (\vec{u}_g - \vec{u}_p) |\vec{u}_g - \vec{u}_p| \rho_g C_D \frac{\pi d_p^2}{4} + \vec{F}, \quad (64)$$

где d_p - диаметр капли, \vec{u}_p - скорость капли, \vec{u}_g - скорость газа. Уравнение движения капли будет иметь следующую упрощенную форму:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{C_D}{\tau_p} \frac{Re_p}{24} (\vec{u}_g - \vec{u}_p). \quad (65)$$

Здесь Re_p - число Рейнольдса для капли и τ_p - время релаксации капли, C_D - коэффициент лобового сопротивления, основанный на экспериментальных корреляциях:

$$Re_p = \frac{|\vec{u}_g - \vec{u}_p| dp}{\nu_g}, \quad \tau_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p d_p}{\rho_g C_D |\vec{u}_p - \vec{u}_g|}. \quad (66)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + 1/6 Re_d^{2/3}), & Re_d < 1000 \\ 0,424, & Re_d > 1000 \end{cases}. \quad (67)$$

Капли, движущиеся в потоке течения, оказывают влияние характеру турбулентности течения и этот эффект приходится учитывать при расчетах. Источниковые члены, указанные в уравнениях (18)-(20) учитывают вклад двух взаимодействующих частиц в общий поток. Для замыкания системы уравнений (18)-(20) необходимо дать определение источниковым членам:

$$S_{mass} = \frac{4}{3} \rho_p \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^3,$$

$$S_{mom} = \frac{4}{3} \rho_p \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^3 \left(\frac{d\vec{u}_p}{dt} - \vec{g} \right),$$

$$S_{energy} = \frac{4}{3} \rho_p \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^3 \left((H_g - H_p) + \left(\frac{P_g - P_{fv}}{\rho_p} \right) \right),$$

где H_g - энтальпия движущегося газа, H_p - энтальпия жидкости, P_g и P_{fv} - соответственно давления газа и паров топлива. В Лагранжевой формулировке осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса ко всем

источниковым членам применяется операция осреднения по всему объему расчетной ячейки:

$$\bar{S}(x) = \frac{1}{V_{cell}} \sum_p S_i.$$

При распыле жидкости и дроблении нитей на капли основными факторами, определяющими распад капель, являются плотности жидкой и газовой фаз, относительная скорость между жидкостью и газовой фазой, а также вязкость и поверхностное натяжение жидкости. Число Вебера, которое определяется как отношение степени инертности жидкости к поверхностному натяжению, становится решающим безразмерным числом при распаде капель:

$$We_p = \frac{\rho_g |\vec{u}_g - \vec{u}_p|^2 r_p}{\sigma_p},$$

где ρ - плотность капли, σ_p - коэффициент поверхностного натяжения капли.

Распад капли определяется через форму ее деформации, вызванную резонансом поверхности капли:

$$m_p \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = \vec{F}$$

Сила вязкости капли равна силе торможения b , силы поверхностного натяжения аналогичны силе сжатия пружины k , а сила динамического давления \vec{F} рассматривается в виде внешней силы. Коэффициенты могут быть выражены следующим образом:

$$\frac{b}{m_p} = C_\mu \frac{\mu_l}{\rho_p r_p^2}, \quad \frac{k}{m_p} = C_w \frac{\sigma_p}{\rho_p r_p^3}, \quad \frac{F}{m_p} = \frac{1}{3} \frac{\rho_g |\vec{u}_g - \vec{u}_p|^2}{\rho_p r_p^2}.$$

3.5 Уравнения, описывающие испарение, теплообмен и столкновение капель

Когда капля испаряется скорость изменения массы капли m_p равна изменению в объеме капли [163]:

$$\frac{dm_p}{dt} = \rho_p \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^3 \right). \quad (68)$$

Далее предполагая, что испарение следует классическому эмпирическому закону D^2 , имеем [164, 165]:

$$\frac{d}{dt} (d_p^2) = C_e, \quad (69)$$

где C_e - постоянная. Интегрируя уравнение (54), находим время релаксации τ_p :

$$\tau_p = \frac{d_{pi}^2}{C_e}. \quad (70)$$

Уравнение (68) можно переписать следующим образом:

$$\frac{dm_p}{dt} = \rho_p \frac{\pi}{4} d_p C_e. \quad (71)$$

Еще один способ выражения производной по времени от массы капли представлены в работах [156, 165]:

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi d_p Sh D \rho_v \ln \left(\frac{p - p_{v,\infty}}{p - p_{v,s}} \right), \quad (72)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi d_p Sh D \rho_v \ln \left(1 + \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}} \right), \quad (73)$$

где D - коэффициент массовой диффузии, ρ_v - плотность паров топлива. Приравнявая правые части (72) и (73) уравнений, находим постоянную C_e :

$$C_e = -4ShD \frac{\rho_v}{\rho_p} \ln\left(1 + \frac{x_{v,s} - x_{x,\infty}}{1 - x_{v,s}}\right) \quad (74)$$

Число Шервуда находится из зависимости Фросслинга [166]:

$$Sh = 2 + 0,6Re^{0,5} Sc^{0,333} \quad (75)$$

Из уравнения (70), которое описывает эволюцию размеров капель, характеризуемое временем испарения τ_p , будем иметь:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{-4ShD\rho_v \ln\left(1 + \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}}\right)} \quad (76)$$

Перенос тепла между двумя фазами можно получить из уравнения конвекции. Время релаксации переноса тепла имеет следующий вид:

$$\tau_h = \frac{\rho_l C_{pl} d_p^2}{6kNu} \quad (77)$$

где C_{pl} - теплоемкость жидкости и Nu - число Нуссельта. Число Нуссельта определяется из зависимости Ранца – Маршалла [167]:

$$Nu = 2 + 0,6Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (78)$$

Чтобы избежать возможного столкновения частиц устанавливается определенный критерий, который выполняется перед очередным столкновением. Для столкновения частицы должны двигаться недалеко друг от друга.

$$\vec{u}_{align} = u_{rel} \frac{(x_2 - x_1)}{|x_2 - x_1|} \quad (79)$$

где $\vec{u}_{rel} = \vec{u}_2 - \vec{u}_1$ - относительная скорость между частицами, x_2 и x_1 - расположение узлов сетки. Расстояние между двумя частицами должно быть меньше их относительного смещения в пространстве:

$$\vec{u}_{align} \Delta t > |x_2 - x_1| - (r_2 - r_1). \quad (80)$$

Эти два условия используются для оценки любого возможного столкновения. Столкновение происходит, когда случайная величина $\zeta \in (0,1)$ оказывается меньше, чем вероятность столкновения $P_{collision}$:

$$P_{collision} = \left(\frac{r_2 + r_1}{\max(r_2 + r_1, \Delta_{12})} \right)^{C_{space}} e^{\left(\frac{-C_{time} |\alpha_0 - \beta_0|}{\Delta t} \right)}, \quad (81)$$

где $\Delta_{12} = |p_2(\beta_0) - p_1(\alpha_0)|$ - минимальное расстояние между двумя траекториями частиц и P_1 и P_2 - положения частиц, α_0 и β_0 - константы, C_{space} и C_{time} - модельные константы, связанные с пространственной и временной вероятностью столкновения.

На рисунке 22 представлена иллюстрация столкновения двух частиц, их возможные расположения в пространстве, а также скорость движения после столкновения [165].

В работе был использован компьютерный пакет программ KIVA-II, основанный на языке Fortran, который был разработан учеными Лос-Аламосской Национальной лаборатории (LANL) [140, 168]. С помощью этой программы можно исследовать сложные процессы воспламенения, горения топливных и воздушных смесей, а также процессы формирования загрязняющих веществ, выделяющихся в атмосферу в результате работы двигателей внутреннего сгорания.

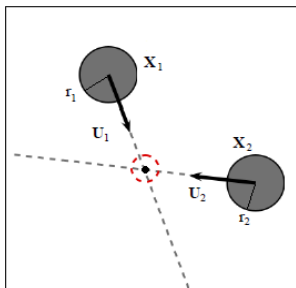


Рисунок 22 - Модель столкновения жидких частиц в пространстве

В данной работе программа KIVA-II была оптимизирована для моделирования химической кинетики процессов горения в дизельных и авиационных двигателях. Данная программа была адаптирована к поставленной задаче о сжигании жидких топлив в камерах сгорания при высокой турбулентности. Это позволило рассчитать аэродинамику течения, массу впрысков, температуру окислителя, давление, турбулентные характеристики, концентрации продуктов сгорания, паров топлива и другие характеристики процесса сжигания жидких топлив по всему пространству камеры сгорания.

4 ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ И ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1 Физическая модель задачи о распыле и дисперсии жидких топлив в камере сгорания при высокой турбулентности

В монографии рассматриваются процессы распыла, дисперсии и горения жидких топлив в цилиндроческой камере сгорания. В настоящей диссертационной работе

были использованы два вида жидких топлив: октан (C_8H_{18}) и додекан ($C_{12}H_{26}$). Химические реакции горения этих топлив в камере сгорания представлены в таблице 12. Эти реакции приводят к образованию углекислого газа и воды.

Октан является углеводородом из гомологического ряда алканов. Бесцветные жидкости со слабым запахом прямогонного бензина, неограниченно смешиваются с углеводородами, плохо растворимы в диэтиловом эфире, ацетоне и этаноле, практически не растворимы в воде. Имеет множество структурных изомеров, которые отличаются количеством и расположением в углеродной цепи. Один из его изомеров изооктан используется в качестве одного из стандартных значений в октановой рейтинговой шкале топлив. Октан входит в состав бензина. Для нефти Казахстана характерно преобладание нормальных парафиновых углеводородов, поэтому прямогонные бензины из них характеризуются низкими октановыми числами. Как и все углеводородные жидкие топлива с низким молекулярным весом, октан является летучим и легко воспламеняющимся.

Также октан применяется в виде индекса способности топлива к сопротивлению двигателя при высокой степени сжатия, которое является характеристикой октановых разветвленной цепью изомеров, в особенности из них можно выделить изооктан. Разные изомеры одного вещества могут повысить, так и понизить октановое число автомобильного топлива. Октан в большом количестве содержится в составе нефти, бензине прямой гонки (до 10 %), а также в большом количестве в синтетическом бензине, получаемом из CO и H_2 . В промышленности октан выделяют ректификацией, а затем подвергают очистке мочевиной с помощью молекулярных сит. В присутствии водорода при температуре $500^{\circ}C$ октан

переходит в смесь ароматических углеводородов. Этот процесс называют каталитическим риформингом [169].

Додекан представляет собой жидкий углеводород из класса алканов, маслянистая жидкость из парафинового ряда. Имеет 355 изомеров. Додекан применяется в промышленности и лабораторной практике как растворитель. Используется в аналитических целях при исследовании состава нефтяных фракций. Применяется при производстве олефинов для биоразлагающихся моющих средств и в качестве компонента вазелинового масла. В последние годы н-додекан начали применять в качестве возможного заменителя керосиновых видов топлива, таких как Jet-A, S-8, и других обычных авиационных топлив. Топливо второго поколения, которым является додекан, вытеснил н-декан из-за своей более высокой молекулярной массы, что лучше всего взаимодействует с н-алканами в составе реактивного топлива [170].

Таблица 12 - Химические реакции для двух видов жидких топлив

Вид топлива	Химическая реакция
Октан (C ₈ H ₁₈)	$2C_8H_{18} + 25O_2 \rightarrow 16CO_2 + 18H_2O$
Додекан (C ₁₂ H ₂₆)	$2C_{12}H_{26} + 37O_2 \rightarrow 24CO_2 + 26H_2O$

4.2 Определение оптимальных параметров процесса горения жидких топлив в камере сгорания

В данной работе была использована модель камеры сгорания в форме цилиндра, высота которой 15 см, диаметр 4 см. Общий вид камеры сгорания представлен на рисунке 23. Расчетная область состоит из 650 ячеек. С помощью сопла, которое располагается в центре нижней части камеры сгорания, впрыскивается жидкое топливо. Площадь форсунки равна $2 \cdot 10^{-4}$ см². Температура стенок

камеры сгорания 353 К. Начальная температура газа в камере сгорания 900 К. Топливо впрыскивается в камеру сгорания при 300 К. Начальный радиус впрыскиваемых капель 25 мкм. Угол, при котором впрыскиваются капли, равен 10° . Давление в камере сгорания составляет 80 бар. Скорость впрыска жидкого топлива равна 250 м/с.

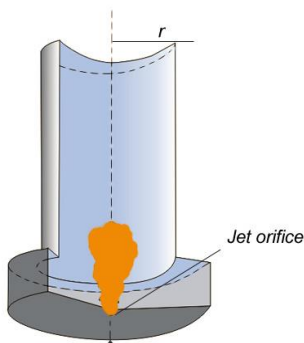


Рисунок 23 - Общий вид камеры сгорания

На рисунках 24-25 показаны результаты численного моделирования горения октана и додекана в камере сгорания. На рисунке 24 представлено распределение капель октана по размерам по высоте камеры сгорания в момент времени $t=1$ мс, 1,5 мс, 2,5 мс. В начальной стадии процесса горения капли октана полностью испарились, в момент времени $t=1$ мс капли октана достигли высоты равной 0,59 см (рисунок 24 а). В следующие моменты времени $t=1,5$ мс и 2,5 мс капли октана поднялись на высоту камеры равной 0,62 см и 0,72 см, соответственно. Анализируя поведение додекана, можно отметить, что его капли поднимаются на высоту 0,72 см в момент времени $t=1,5$ мс, а размеры капель чуть больше капель октана (рисунок 25 а).

Обращая внимание на распределение октана и додекана по радиусам можно заметить, что капли додекана быстрее испаряются и плотность распределения более высокая.

Также со временем размер капель октана растёт, так, к примеру, в моменты времени 1,5 мс и 2 мс в нижней части камеры располагаются капли с радиусом 0,024762 мкм. А в это время капли додекана с такими размерами полностью выгорают и капли с меньшими радиусами движутся по высоте камеры к выходу.

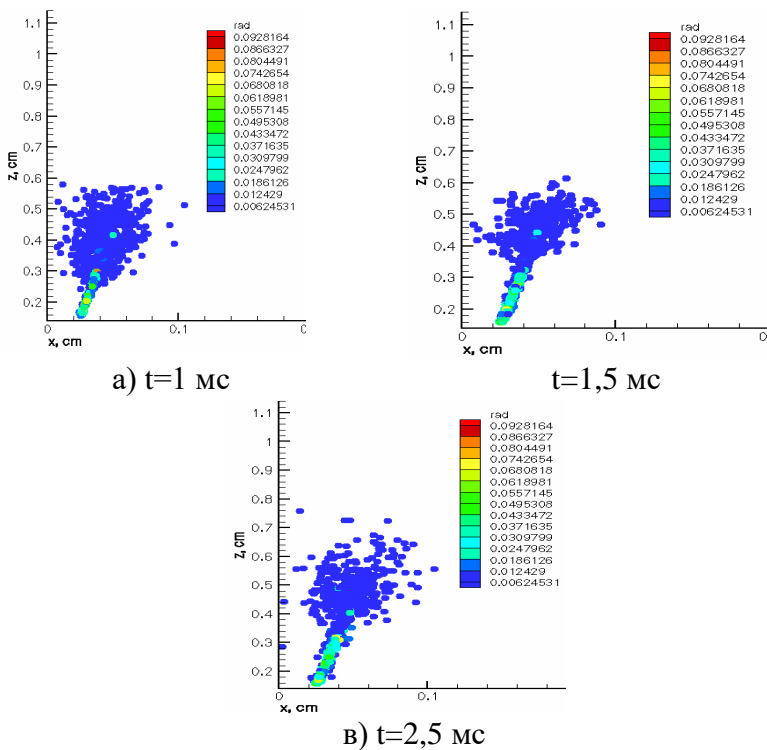


Рисунок 24 - Распределение капель октана по радиусам по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

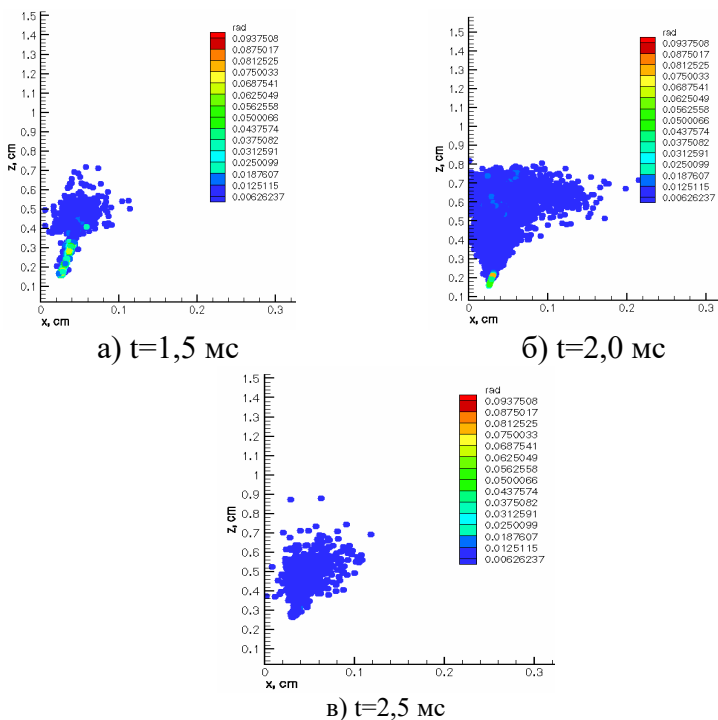


Рисунок 25 - Распределение капель додекана по радиусам по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

На рисунках 26 и 27 показаны поля температуры в камере сгорания при горении октана и додекана в различные моменты времени. Эти графики свидетельствует о том, что при горении октана большая часть камеры прогревается до 987,192 К, а при горении додекана в камере дольше всего держится значение температуры равное 1003,05 К. В момент времени $t=2,5$ мс в ядре температурного факела при горении октана температура достигает значения 2687,32 К (рисунок 26 в).

При горении додекана максимальная температура составила 2679,87 К, а вся камера, кроме зоны факела, достигает до 1003,05 К (рисунок 27 в). Для двух

рассматриваемых видов топлив (октан и додекан) при распределении температур наблюдается следующая картина: область, захватываемая максимальной температурой, при горении обоих топлив в различные моменты времени почти одинаковая, но по сравнению с октаном весь объем камеры при сжигании додекана быстрее прогревается до высоких значений температуры. Анализируя полученные данные, можно сделать вывод, что процесс горения октана и додекана происходит в газовой фазе, по всему объему камеры сгорания наблюдается равномерное распределение температуры.

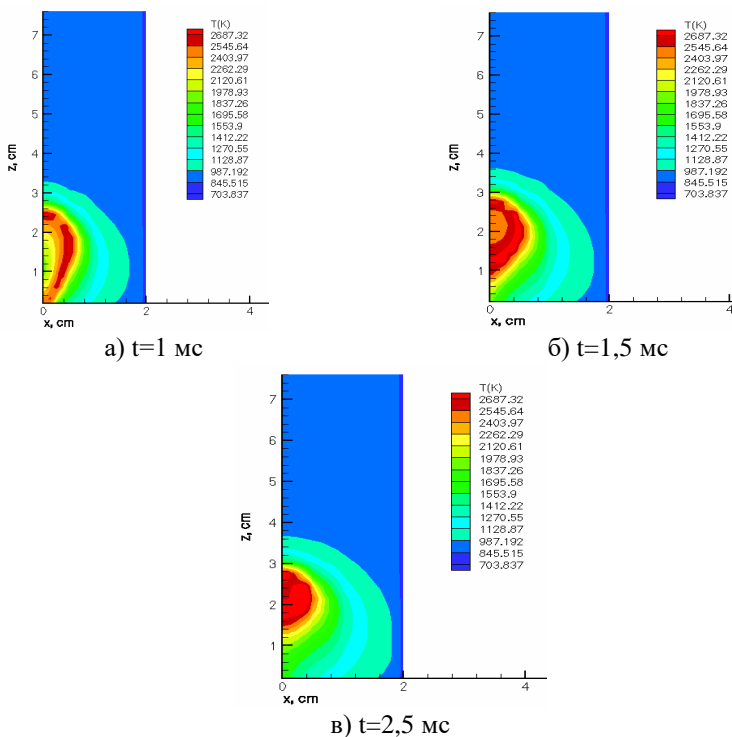


Рисунок 26 - Профиль температуры в камере сгорания при горении октана в различные моменты времени

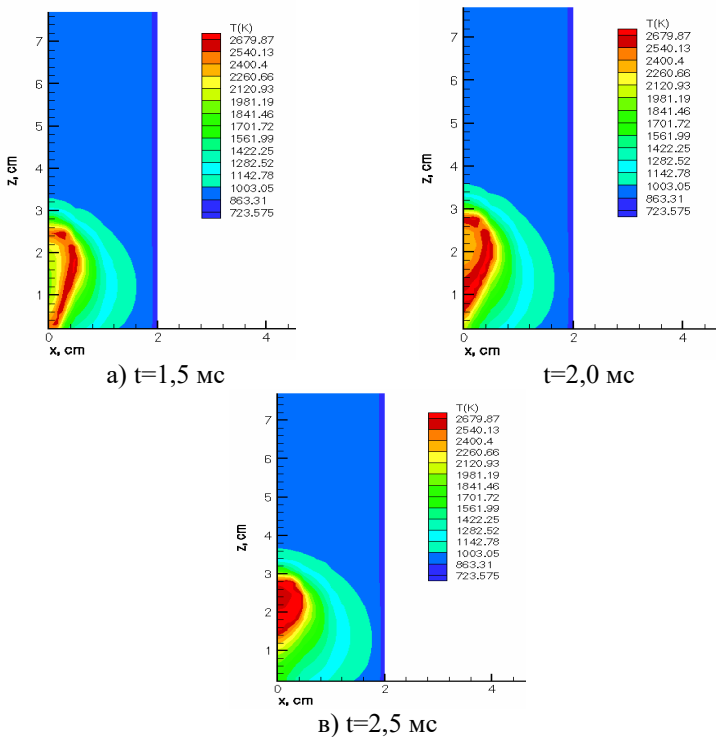
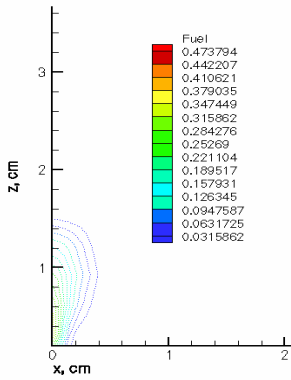
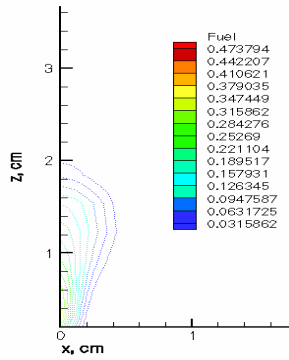


Рисунок 27 - Профиль температуры в камере сгорания при горении додекана в различные моменты времени

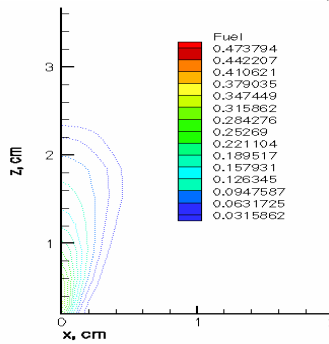
На следующих рисунках 28 и 29 представлены поля концентрации обоих топлив в различные моменты времени горения. Как видно из рисунков, пары октана и додекана в момент времени $t=1,5$ мс имеют минимальную концентрацию. Так, для октана значение концентрации составило $0,0947587$ г/г, а для додекана $0,07206$ г/г. При сравнении октана и додекана можно увидеть, что пары обоих топлив поднимаются на различные высоты. К примеру, в момент времени $t=2,5$ мс пары октана поднимаются на высоту камеры $2,3$ мс, а концентрация паров додекана в это же время находится на высоте $2,6$ см.



а) $t=1$ мс



б) $t=1,5$ мс



в) $t=2,5$ мс

Рисунок 28 - Распределение паров октана по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

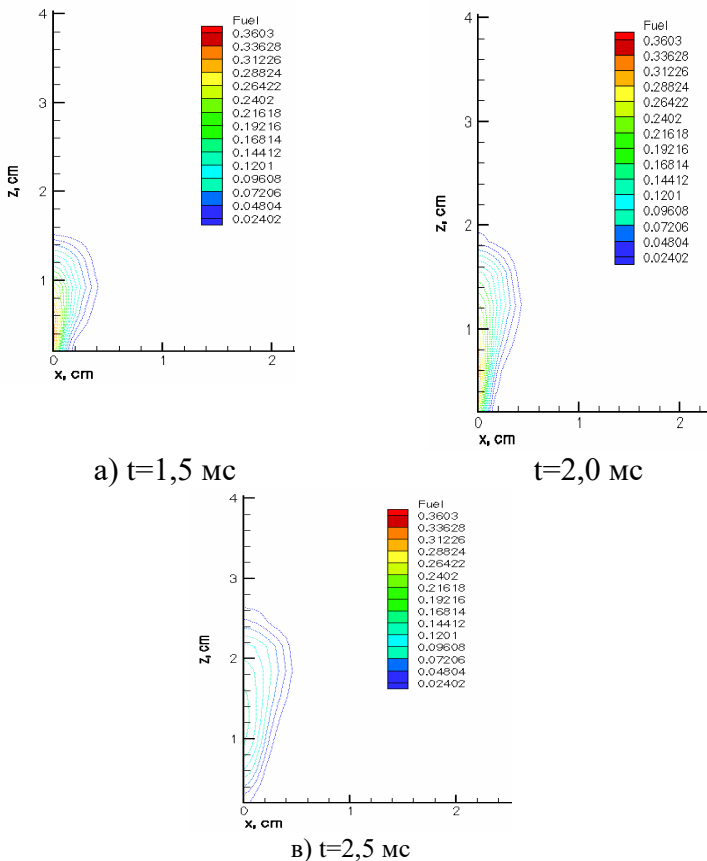


Рисунок 29 - Распределение паров додекана по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

Таким образом, по полученным результатам по горению двух видов жидких топлив можно сделать заключение:

- капли октана и додекана поднимаются на различные высоты, но имеют почти одинаковые размеры;
- при горении обоих топлив температура в камере сгорания достигает максимальных значений, но при горении октана в большей части камеры сгорания

сохраняется меньшая температура, чем при горении додекана;

- концентрации паров топлив (октан и додекан) в начальные моменты времени имеют почти одинаковые значения, но с течением времени достигают максимальных значений по всему объему камеры.

4.3 Результаты вычислительных экспериментов по влиянию давления и массы впрыскиваемого топлива на процесс распыла и дисперсии при высокой турбулентности

В данном разделе были проведены исследования по влиянию давления и массы впрысков жидких топлив на процесс распыла и дисперсии октана и додекана в камере сгорания [171-174]. Было исследовано влияние давления на различные параметры процесса горения двух видов жидких топлив: октана и додекана. В процессе проведения вычислительного эксперимента были взяты значения давления от 20 бар до 200 бар с интервалом в 20 бар для октана C_8H_{18} и додекана $C_{12}H_{26}$.

На рисунках 30-35 представлены результаты вычислительных экспериментов по изменению давления и массы жидких впрысков октана и додекана [171, 172].

На рисунках 30 и 31 представлены зависимости температуры октана и додекана от давления в камере сгорания. При рассмотрении рисунка 30, можно заметить, что максимальная температура капель октана достигает значения 561 К при давлении 100 бар, после чего уже не поднимается выше этого значения при увеличении давления в камере сгорания. Для додекана максимальная температура 645 К соответствует значению давления 80 бар и дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению температуры капель жидкого топлива, что

несомненно, скажется на ухудшении процесса воспламенения и дальнейшего горения (Рисунок 31).

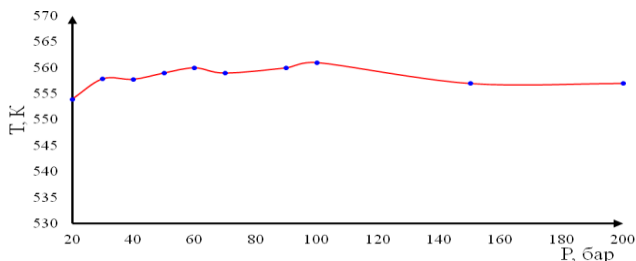


Рисунок 30 - Зависимость температуры T , К капле октана C_8H_{18} от давления P , бар в камере сгорания

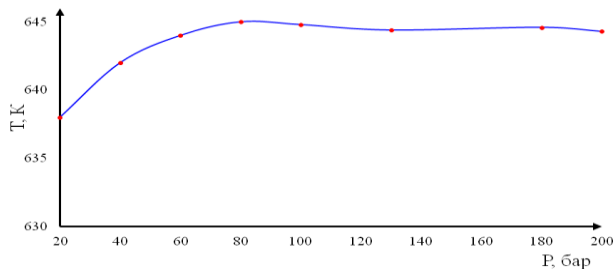


Рисунок 31 - Зависимость температуры T , К капле додекана $C_{12}H_{26}$ от давления P , бар в камере сгорания

На рисунке 32 представлено распределение максимальной температуры жидких топлив в зависимости от давления в камере сгорания. При сравнении кривых октана и додекана можно увидеть, что с ростом давления температура в камере сгорания при горении октана увеличивается. Максимальная температура в камере сгорания при сжигании октана составила 1948,79 К при давлении 100 бар. А при горении додекана температура монотонно растет и достигает наибольшего значения 1954,98 К при давлении 80 бар.

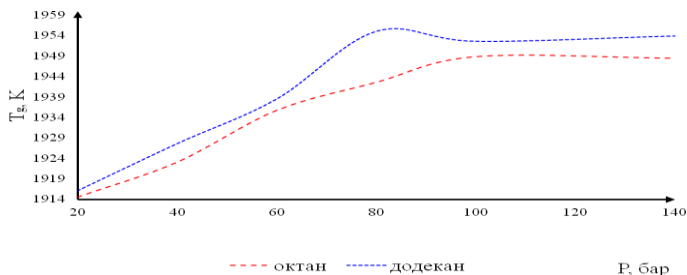


Рисунок 32 - Зависимость максимальной температуры T_g , К октана C_8H_{18} и додекана $C_{12}H_{26}$ от давления P , бар в камере сгорания

Анализ полученных результатов численного моделирования позволяет сделать вывод о том, что оптимальным для октана является давление 100 бар и для додекана 80 бар. При этих давлениях температура капель и температура горения в камере сгорания достигает максимальных значений. При данных значениях давления начинается интенсивное испарение капель жидкого топлива. Также при исследовании влияния давления в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии жидких топлив было показано, что для двух видов топлив рост давления приводит к увеличению области высоких температур [171, 173].

Также в работе были проведены компьютерные эксперименты по влиянию массы впрысков жидких топлив (октан и додекан) в камеру сгорания на процесс горения. Данные вычисления проводились при оптимальных значениях давления в камере сгорания: для октана 100 бар и для додекана 80 бар. При вычислениях масса топлива варьировалась от 4 мг до 20 мг [175-178].

Ниже на рисунках 33-35 представлены результаты вычислительных экспериментов по влиянию массы впрысков жидких топлив на процессы горения октана и додекана. На рисунках 33 и 34 приведены распределения температуры капель октана и додекана по объему камеры

сгорания в зависимости от массы впрыска жидких топлив. Анализ графика 33 показывает, что увеличение массы впрыска приводит к повышению температуры для октана и при 6 мг, ее значение составило 562 К. На рисунке 34 показано аналогичное распределение каплей додекана при различных значениях массы впрыска. Для додекана, как показано на рисунке, максимальное значение температуры, равное 644 К, наступает при массе 7 мг.

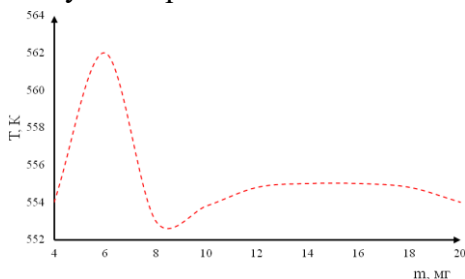


Рисунок 33 - Распределение температуры T , К каплей октана C_8H_{18} в зависимости от массы m , мг жидкого топлива

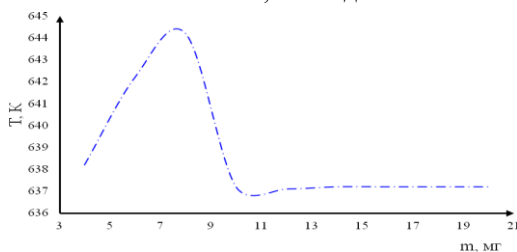


Рисунок 34 - Распределение температуры T , К каплей додекана $C_{12}H_{26}$ в зависимости от массы m , мг жидкого топлива

На рисунке 35 представлено влияние массы впрыска октана и додекана на распределение концентрации двуокиси углерода. Анализ кривых показывает очевидное увеличение концентрации CO_2 с ростом массы впрыска жидкого топлива. При массе впрыска 6 мг для октана и 7 мг для додекана выделяется небольшая концентрация углекислого газа в пределах допустимых норм [176].

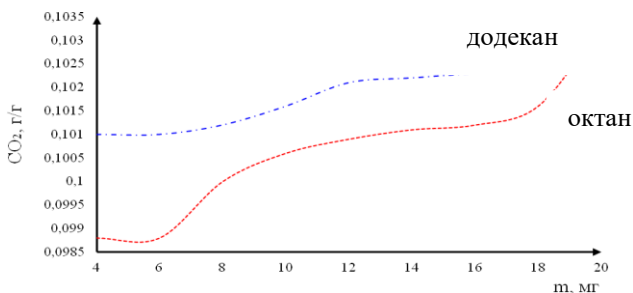


Рисунок 35 - Распределение концентрации углекислого газа CO₂, г/г при горении октана C₈H₈ и додекана C₁₂H₂₆ в камере сгорания в зависимости от массы m, мг жидкого топлива

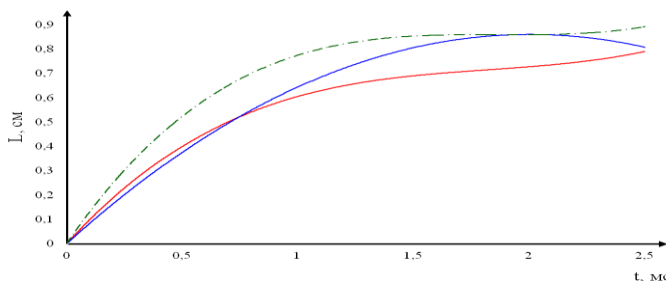
Таким образом, можно сделать вывод о том, что оптимальной для октана можно назвать массу впрыска равной 6 мг и для додекана 7 мг. При этих значениях массы впрыска жидкого топлива температура достигает максимальных значений. Дальнейшее увеличение массы впрыска, как для октана, так и для додекана при оптимальных давлениях ухудшает процесс горения и приводит к последующему понижению температуры [177, 178].

Далее в настоящей работе при проведении вычислительных экспериментов были использованы выше установленные оптимальные параметры давления и массы для октана и додекана.

4.4 Сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными

Результаты, полученные в предыдущем 4.1 разделе, были сравнены с экспериментальными данными, которые были получены авторами работы [179]. В данной работе было проведено измерение области распыла впрыска жидкого топлива в камеру сгорания. Авторы работы

использовали дизельное топливо, основным составляющим которого является тетрадекан ($C_{14}H_{30}$). Как видно из рисунка 36, экспериментальные точки для дизельного топлива (кривая 1) и численные расчеты для додекана (кривая 2) согласуются между собой лучше, чем численные расчеты для октана (кривая 3).



Кривая 1 – дизель, кривая 2 – додекан, кривая 3 - октан

Рисунок 36 - Область распыла L , см впрысков жидких топлив (дизель $C_{14}H_{30}$, октан C_8H_{18} и додекан $C_{12}H_{26}$) в камеру сгорания

При сравнении с экспериментом в начальные моменты времени наблюдается большое расхождение с численными расчетами для обоих топлив. Но с момента времени $t=1,5$ мс экспериментальные данные неплохо согласуются с результатами компьютерного моделирования для додекана. Начальное расхождение результатов можно объяснить тем, что октан и додекан больше всего встречаются в составе бензина, поверхностное натяжение которого намного меньше, чем у дизельного топлива [180].

В данном разделе на рисунках 37-39 представлены результаты вычислительных экспериментов по изменению временных распределений Саутеровского среднего диаметра капель (SMD) октана и додекана при удалении от инжектора. Саутеровский средний диаметр – это средний объемно-поверхностный диаметр капель. Здесь же проведено сравнение полученных результатов с

экспериментальными данными, представленными в работе [181]. Как можно заметить из рисунков, расчетные данные и данные эксперимента для додекана находятся в хорошем согласии.

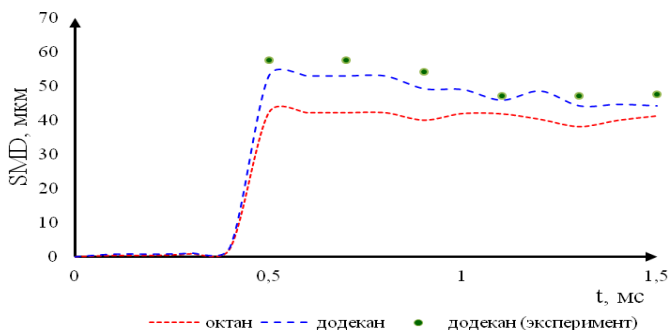


Рисунок 37 - Сравнение временных распределений Саутеровского среднего диаметра капель (SMD) октана и додекана на расстояний 40 мм от инжектора с экспериментом

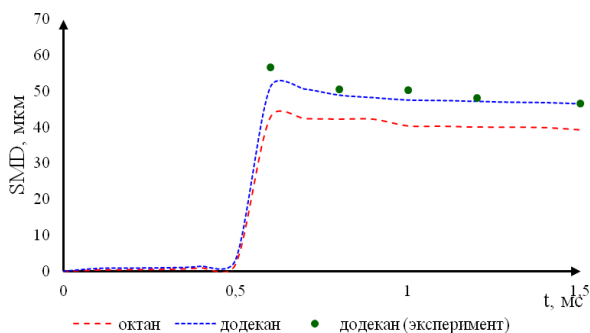


Рисунок 38 - Сравнение временных распределений Саутеровского среднего диаметра капель (SMD) октана и додекана на расстояний 50 мм от инжектора с экспериментом

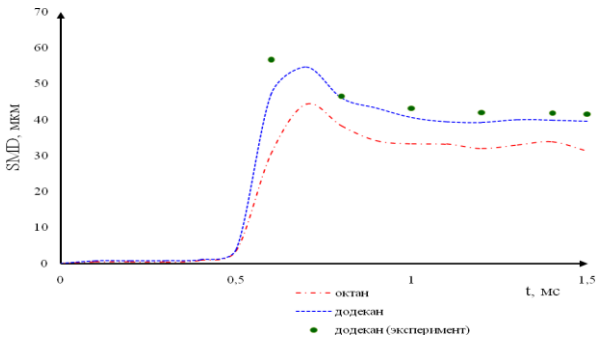


Рисунок 39 - Сравнение временных распределений Саутеровского среднего диаметра капель (SMD) октана и додекана на расстоянии 60 мм от инжектора с экспериментом

В работе [181] исследования проводились при различных расстояниях от инжектора: 10 мм, 20 мм, 30 мм, 40 мм, 50 мм и 60 мм для додекана. В данной диссертационной работе было проведено аналогичное исследование при отдалении от инжектора на расстояния $x=40$ мм, 50 мм и 60 мм для двух видов жидких топлив: октана и додекана. Как видно из рисунков 37-39, совпадение данных натурального и компьютерного экспериментов достаточно хорошее. Анализируя полученные данные, которые представлены на рисунках 37-39, можно предположить, что расчетные данные и данные эксперимента находятся в хорошем согласии в случае с додеканом.

Анализ полученных данных, представленных на рисунках 37-39, говорит о неплохом совпадении численных результатов с экспериментальными данными и позволяет сделать вывод о том, что предложенная в диссертации численная модель распыла жидких топлив адекватно описывает реальные процессы распыла и следовательно, процесс горения жидких топлив различных видов.

5 КОМПЬЮТЕРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДИСПЕРСИИ И ГОРЕНИЮ ЖИДКИХ ТОПЛИВ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

5.1 Результаты вычислительных экспериментов по исследованию влияния начальной температуры окислителя в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии капель при высокой турбулентности

В данном разделе монографии представлены результаты численного моделирования горения октана и додекана в зависимости от начальной температуры окислителя в камере сгорания. В предыдущей 4 главе были проведены аналогичные исследования с применением численного моделирования при высокой турбулентности, где были определены оптимальные значения давления и массы для октана и додекана, соответственно. Так, для октана в начальный момент времени значения давления и массы составили 100 бар и 6 мг, а для додекана 80 бар и 7 мг. В данной диссертационной работе вычисления проводились при оптимальных значениях давления и массы, которые были взяты из вышеназванной работы, а начальная температура в камере сгорания менялась от 700 К до 1500 К.

Анализ рисунка 40 показывает, что если температура окислителя в камере сгорания принимает значения выше 800 К, то в этом случае топливо горит интенсивнее, выделяется большое количество тепла и камера сгорания прогревается до 3000 К. При этом наибольшее влияние начальная температура окислителя оказывает на горение додекана, поскольку увеличение начальной температуры от 900 К до 1500 К приводит к увеличению максимальной температуры от 2080,09 К до 2684,69 К, в то время как для октана максимальная температура повышается от 1726,09 К до 2208,53 К (рисунок 40).

Данное утверждение подтверждаются рисунками 41-42.

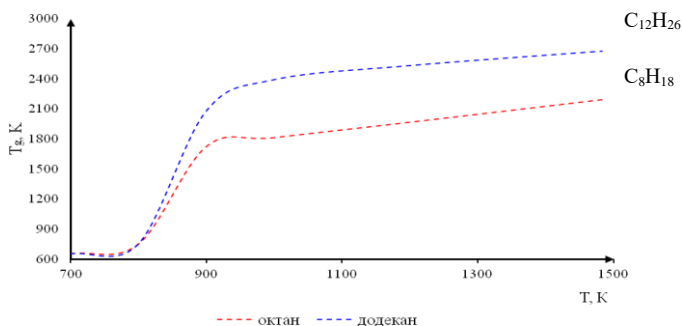


Рисунок 40 - Зависимость максимальной температуры горения T_g от начальной температуры T окислителя в камере сгорания при горении октана C_8H_{18} и додекана $C_{12}H_{26}$

На рисунке 41 представлено распределение максимальной концентрации углекислого газа для двух сжигаемых топлив (октан и додекан) в зависимости от начальной температуры окислителя в камере сгорания. При горении додекана концентрация образующегося диоксида углерода принимает большие значения, чем при горении октана. Как видно из рисунка, при увеличении температуры от 900 К до 1500 К концентрация углекислого газа, выделяющегося при горении октана, принимает значения от 0,08459 г/г до 0,08561 г/г, а при горении додекана от 0,11986 г/г до 0,14142 г/г.

Из анализа кривых рисунков 40-41 можно сделать вывод о том, что для октана и додекана оптимальная начальная температура окислителя в камере сгорания равна 900 К. При данной температуре топливо быстро реагирует с окислителем, камера прогревается до высоких температур, а концентрация образующегося углекислого газа не превышает допустимых пределов.

Данное заключение подтверждается двумерными графиками распределения основных параметров,

описывающие процессы распыла, дисперсии и горения двух видов жидких топлив (октана и додекана), которые приведены ниже.

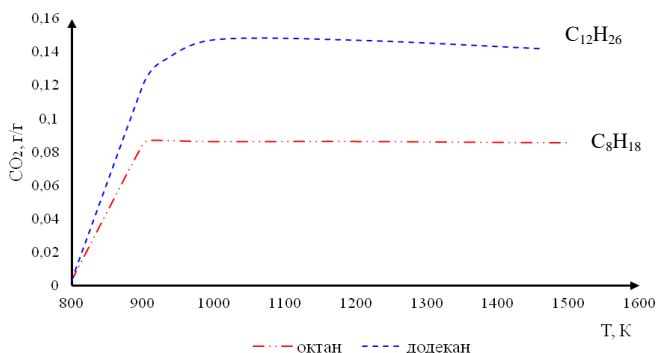


Рисунок 41 - Зависимость концентрации углекислого газа CO_2 от начальной температуры T окислителя при сжигании октана C_8H_{18} и додекана $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$

На рисунках 42-50 приведены результаты вычислительного эксперимента по влиянию температуры окислителя на процессы распыла и горения двух видов жидких топлив (октан и додекан). Данные графики были получены при оптимальной температуре окислителя в камере сгорания, равной 900 К.

На рисунке 42 показано распределение температуры в камере сгорания для октана и додекана в момент времени $t=2,5$ мс при начальной температуре окислителя равной 900 К и при оптимальных значениях давления и массы. Из этих графиков можно увидеть, как изменяется температура в камере сгорания в данный момент времени. Как видно из рисунка 42 а, при горении октана область максимальных температур в момента времени $t=2,5$ мс достигает 3,6 см по высоте камеры сгорания, вся остальная часть камеры разогревается до 1000 К. При горении додекана факел охватывает область до 3,8 см по высоте, а максимальная

температура в факеле равна 1526 К в этот момент времени (Рисунок 42 б).

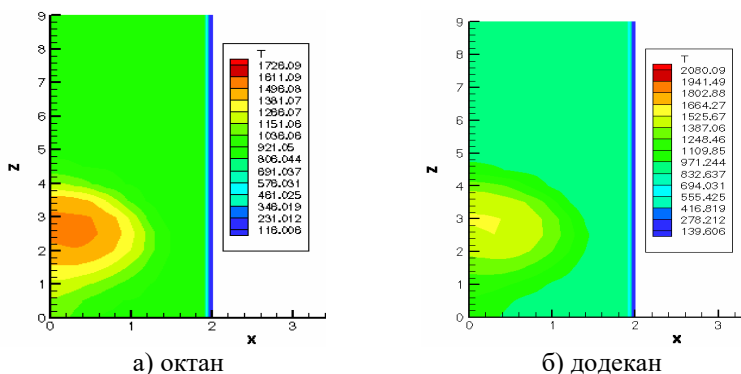


Рисунок 42 - Распределение температуры T в камере сгорания для октана и додекана в момент времени $t=2,5$ мс

На рисунке 43 представлено аналогичное распределение температуры октана и додекана в момент времени $t=3$ мс. Когда смесь паров топлив с окислителем воспламеняется, топливо (октан и додекан) начинает гореть быстро, большая часть камеры по ширине охвачена факелом (Рисунок 43 а,б). Сравнение этих графиков показывает, что при горении октана максимальная температура достигает значения, равного 1726 К (рисунок 43 а), а при горении додекана максимальная температура равна 2080 К (рисунок 43 б), т.е. факел для додекана имеет большие значения температур, что подтверждает результаты, приведенные на рисунке 40.

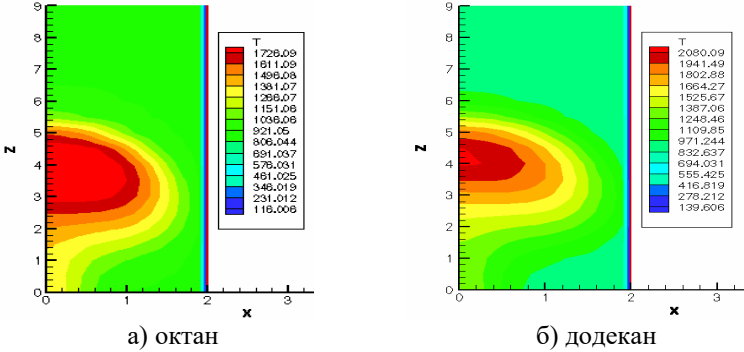


Рисунок 43 - Распределение температуры T в камере сгорания для октана и додекана в момент времени $t=3$ мс

На рисунках 44 и 45 представлены графики распределения капель впрысков жидких топлив при оптимальной температуре в различные моменты времени. В момент времени $t=2,5$ мс капли октана и додекана сосредоточены в малой области по ширине камеры сгорания. Капли поднимаются вверх по высоте камеры сгорания до 0,45 см при сжигании октана (Рисунок 44 а). При горении додекана в момент времени $t=2,5$ мс капли жидкого топлива достигают по высоте камеры 0,4 см (Рисунок 44 б).

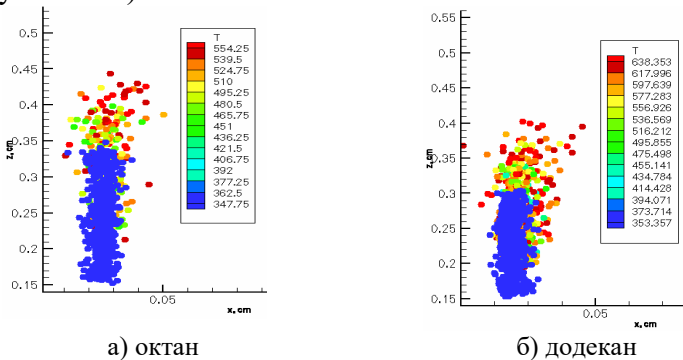


Рисунок 44 - Распределение температуры T капель октана и додекана в камере сгорания в момент времени $t=2,5$ мс

Рисунок 45 показывает дисперсию и распределение температур капель для двух видов топлив в камере сгорания при начальной оптимальной температуре в момент времени $t=3$ мс. В данный момент времени при горении октана преобладают капли с меньшими значениями температур, которые сосредоточены в нижней части камеры сгорания. Максимальная температура капель октана в момент времени 3 мс составило 554,25 К (Рисунок 45 а).

Сравнивая поведение капель октана и додекана, можно сказать, что капли додекана поднимаются немного выше капель октана: в данный момент времени капли октана лежат на высоте 0,49 см, а капли додекана 0,52 см. Капли обоих топлив равномерно распределены по высоте и ширине камеры сгорания. В случае додекана мы наблюдаем больше капель с высокими значениями температур и максимальная температура его капель равна 638,35 К (рисунок 45 б). При горении додекана большинство капель имеют высокую температуру, чем капли октана.

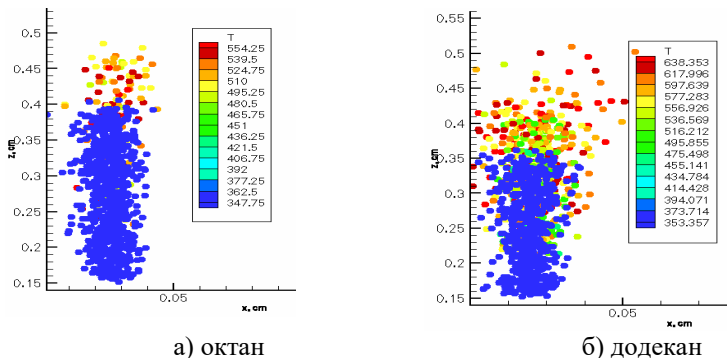


Рисунок 45 - Распределение температуры T капель октана и додекана в камере сгорания в момент времени $t=3$ мс

На рисунке 46 показано изменение концентрации паров октана и додекана в момент времени $t=2,5$ мс при

начальной температуре окислителя равной 900 К и при оптимальных значениях давления и массы. При высокой турбулентности область, занимаемая в камере топливом, уменьшается, что согласуется с результатами рисунков 42 и 43. В данный момент времени на оси камеры при горении октана пары топлива поднимаются до 3,2 см, а при горении додекана 3,8 см по высоте камеры сгорания. В остальной части камеры концентрация паров топлив минимальная. .

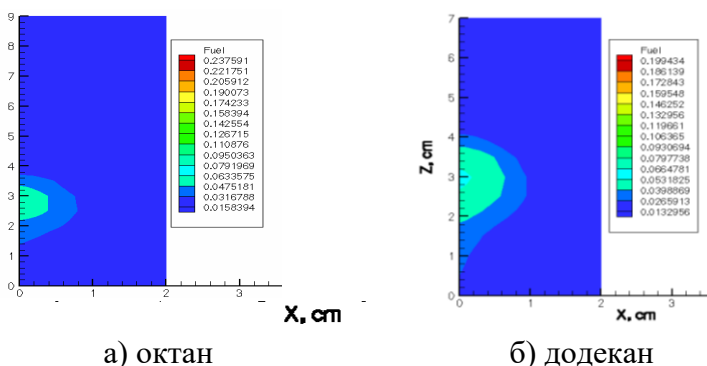
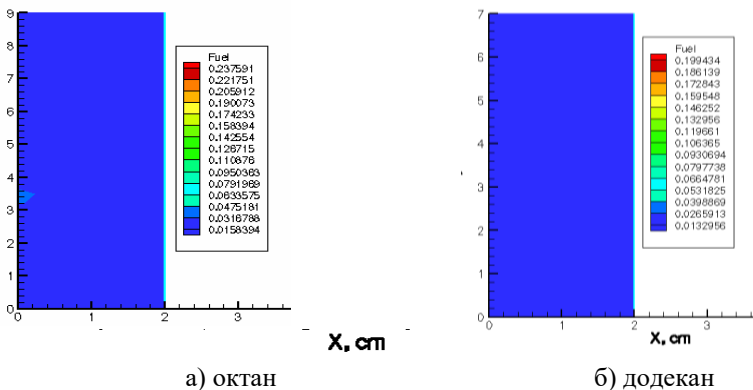


Рисунок 46 - Концентрационные поля Fuel паров октана и додекана в момент времени $t=2,5$ мс

Анализ рисунка 47 показывает изменение паров октана и додекана в в последний момент времени горения $t=4$ мс при начальной температуре $T=900$ К. Как видно из рисунка, октан и додекан сгорают без остатка, пары топлив почти равны нулю. Минимальная концентрация паров октана и додекана в момент времени 4 мс составило 0,01 г/г.



а) октан
 б) додекан
 Рисунок 47 - Концентрационные поля Fuel паров октана и додекана в момент времени $t=4$ мс

На рисунках 48-50 представлены результаты численного моделирования горения октана и додекана при оптимальных значениях температуры, давления и массы. Приведены графики распределения продуктов реакций в момент времени 3 мс.

На следующем рисунке 48 можно наблюдать, как меняется концентрация кислорода в камере сгорания в момент времени 3 мс при начальной температуре окислителя равной 900 К и при оптимальных значениях давления и массы. Сравнивая распределение кислорода при горении октана и додекана можно сказать, что в большей части камеры сгорания при температуре 900 К концентрация кислорода наиболее высокая.

Максимальные концентрации кислорода при горении октана и додекана одинаковые и имеют значение равно 0,1875 г/г. Однако, в ядре факела, где происходит расход окислителя на горение топлива, содержится наименьшее количество кислорода: так при горении октана минимальная концентрация O_2 составила 0,0125 г/г, при горении додекана концентрация окислителя равно 0,05 г/г. Больше всего окислитель при горении октана расходуется

в диапазоне 2,9 - 4,8 см по высоте камеры. При сжигании додекана расход кислорода на горение топлива производился на высоте от 3,8 см до 4,6 см. Анализируя данные графики, можно убедиться в том, что в ядре факела сосредоточено наибольшее количество кислорода при горении додекана.

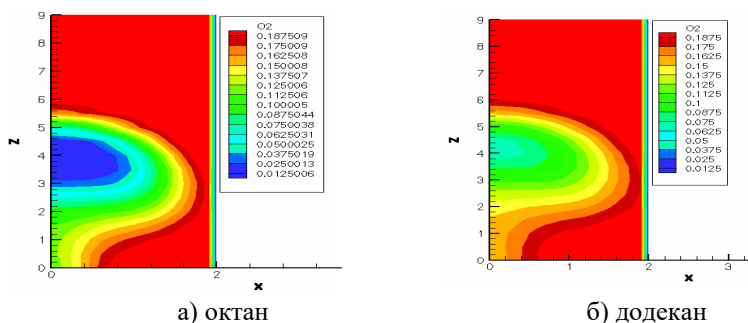


Рисунок 48 - Концентрационные поля окислителя O_2 в камере сгорания в момент времени $t=3$ мс

На рисунках 49 и 50 показаны графики распределения концентраций воды и углекислого газа в момент времени $t=3$ мс для октана и додекана при начальной температуре окислителя равной 900 К и при оптимальных значениях давления (для октана 100 бар и для додекана 80 бар) и массы (для октана 6 мг и для додекана 7 мг). Анализ рисунка 49 показывает, что в момент времени 3 мс максимальная концентрация образующейся в результате химической реакции горения октана воды равна 0,038955 г/г, а при горении додекана концентрация воды достигла значения 0,060256 г/г (рисунок 49 б). А в остальных частях камеры сгорания концентрация воды достигает наименьшего значения при горении октана, которое составило 0,002597 г/г. Также при горении додекана в большей части камеры сгорания сохраняется минимальное количество влаги, равное 0,00306837 г/г.

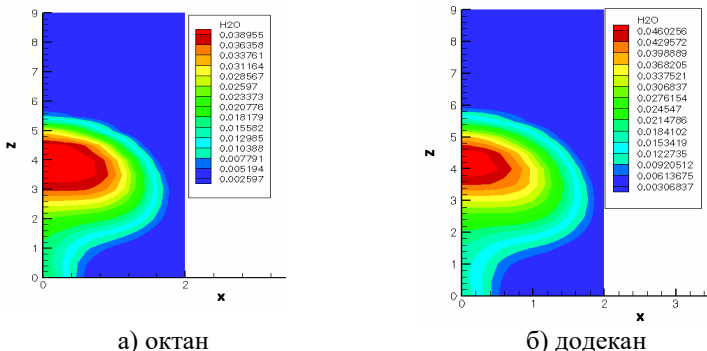


Рисунок 49 - Распределение паров воды H_2O при горении октана и додекана в камере сгорания в момент времени 3 мс

На рисунке 50 представлены результаты численного моделирования образования углекислого газа при горении октана и додекана при оптимальной температуре 900 К, оптимальных значениях давления и массы. Анализ рисунков показывает, что максимальное количество двуокси углерода для октана образуется на оси камеры сгорания и равно 0,08455878 г/г. При горении додекана на оси камеры сгорания концентрация углекислого газа достигает значения равное 0,103878 г/г. На выходе из камеры сгорания концентрация углекислого газа снижается и принимает минимальные значения для обоих видов топлив. Так, для октана при оптимальной температуре 900 К концентрация углекислого газа равна 0,0056 г/г, для додекана 0,008 г/г (рисунок 26 а,б).

Таким образом, в данном разделе диссертации было проведено численное исследование влияния начальной температуры окислителя на процесс горения октана и додекана с учетом оптимальных параметров для массы топлива и давления в камере сгорания, которые были ранее определены в предыдущих главах [171-178]. Было показано, что для двух исследуемых видов топлив

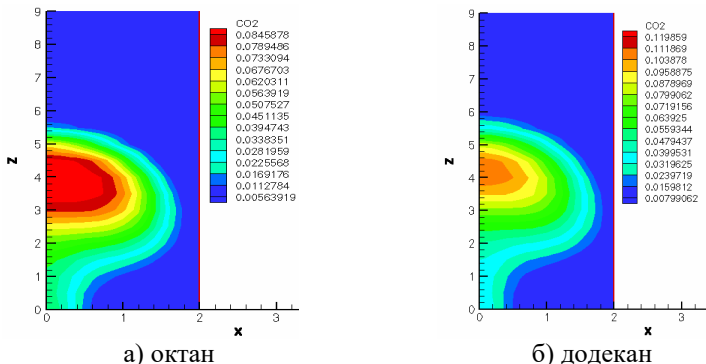


Рисунок 50 - Распределение концентраций углекислого газа CO_2 при горении октана и додекана в момент времени 3 мс

наилучшей начальной температурой окислителя в камере сгорания является температура, равная 900 К. При данной температуре топливо сгорает полностью, камера прогревается до достаточно высоких температур, а концентрация образующегося углекислого газа наименьшая.

5.2 Результаты вычислительных экспериментов по исследованию процессов распыла и дисперсии капель при высокой турбулентности при изменении скорости впрыскиваемых капель

В данном разделе приведены результаты вычислений по изучению влияния скорости впрысков жидкого топлива на процессы дисперсии и горения. Скорость впрыска жидкого топлива менялась от 150 до 350 м/с. Все вычисления проводились при оптимальных значениях начальной температуры окислителя, давления и массы впрыска жидких топлив (октан и додекан). Ниже на рисунках приведены графики по определению оптимальной скорости впрыска октана и додекана.

На рисунке 51 показано изменение высоты температурного факела при изменении скорости впрыска жидких топлив. Можно заметить различный характер изменения высоты факела L с увеличением скорости v впрыска для додекана и октана, а именно отметить более резкий рост L для додекана.

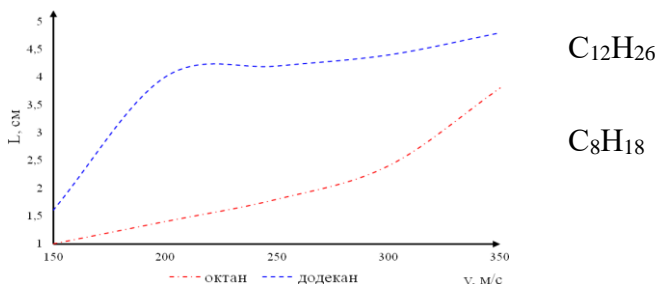


Рисунок 51 - Изменение высоты L , см температурного факела при изменении скорости впрыска жидких топлив v , м/с

Была исследована зависимость максимальной температуры горения жидких топлив от скорости впрыска (рисунок 52). При скоростях впрыска жидкого топлива меньше 150 м/с процесс горения не происходит, поскольку в этом случае скорость впрыска не является достаточной для того, что началось воспламенение и началась реакция горения [182]. В связи с тем, что температура кипения всегда ниже температуры самовоспламенения, поэтому горение углеводородных топлив происходит в паровой фазе.

Механизм горения жидких топлив включает в себя несколько этапов: искра, воспламенение паровоздушной смеси, горение паровоздушной смеси у поверхности жидкости, повышение скорости испарения за счет передачи тепла от пламени. Поэтому наиболее эффективно процесс горения, как октана, так и додекана протекает при скорости впрыскивания топлива 300 м/с, когда

температуры в камере сгорания принимают сравнительно максимальные значения (рисунок 52).

Из рисунка 52 видно, что для октана по оси ординат температура монотонно растет и максимум 1726 К приходится на скорость впрыска топлива, равную 350 м/с. Для додекана при значениях скорости от 150 м/с до 250 м/с наблюдается скачкообразный рост температуры от 1780 до 2075 К, максимальное значение 2080 К, аналогично достигается при скорости 350 м/с. При оптимальной скорости впрыска равной 300 м/с при горении октана температура составила 1712 К, а в случае додекана 2074 К.

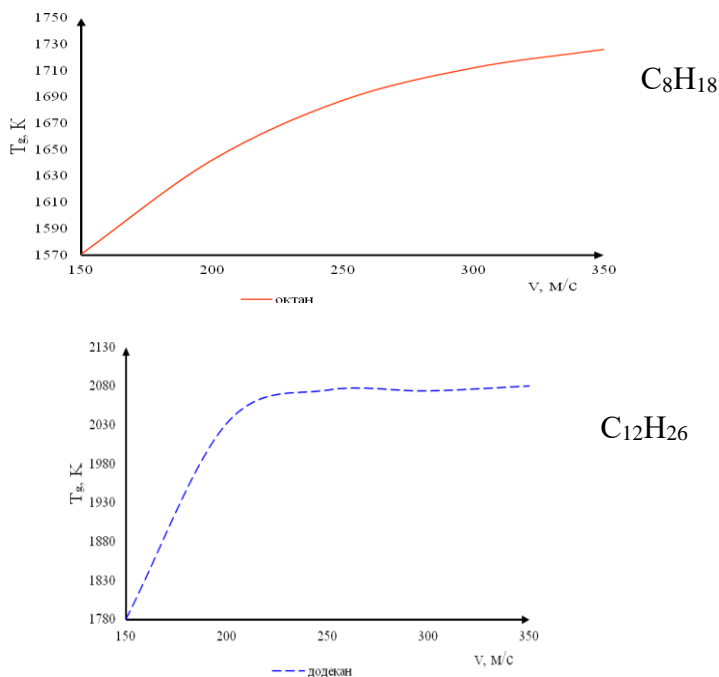
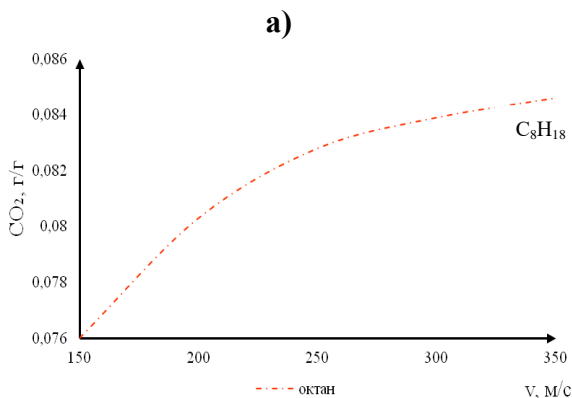


Рисунок 52 - Зависимость максимальной температуры T_g в камере сгорания от скорости впрыскиваемых капель октана и додекана

Когда смесь паров топлива с окислителем воспламеняется, то вся область камеры по ширине охватывается факелом, первое быстро сгорает часто без остатка. Однако, одним из продуктов сжигания топлив является CO_2 . На рисунке 53 показано влияние скорости впрыска октана и додекана на распределение концентрации углекислого газа. Минимальная концентрация углекислого газа равная 0,0760 г/г образуется при впрыскивании октана со скоростью 150 м/с. Для додекана $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$ при увеличении скорости выделяется большое количество CO_2 , но при скорости 300 м/с наблюдается небольшой спад концентрации CO_2 , которое имеет значение 0,1178 г/г. Для додекана $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$ наименьшее количество углекислого газа 0,0968 г/г выделяется при начальной скорости (150 м/с) подачи топлива.



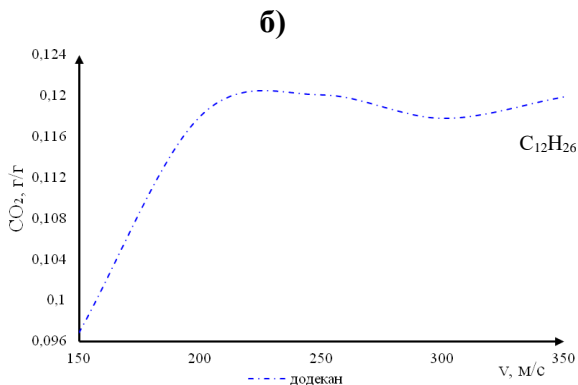


Рисунок 53 - Зависимость концентрации углекислого газа CO₂ от скорости впрыскиваемых капель октана (а) и додекана (б)

При горении октана с увеличением скорости впрыскиваемых капель концентрация углекислого газа растет. Так, при скорости 300 м/с концентрация диоксида углерода составила 0,0839 г/г, максимальная концентрация углекислого газа, равная 0,0846 г/г, выделяется при скорости 350 м/с.

При данной скорости оба топлива сгорают без остатка, температура в камере сгорания достигает максимальных значений, а концентрация выброса вредного вещества, такого как углекислый газ, незначительна и лежит в допустимых пределах.

Таким образом, в предыдущих главах диссертационной работы были проведены вычислительные эксперименты по горению двух видов жидких топлив и определены оптимальные параметры процесса горения октана и додекана, которые представлены в таблице 13.

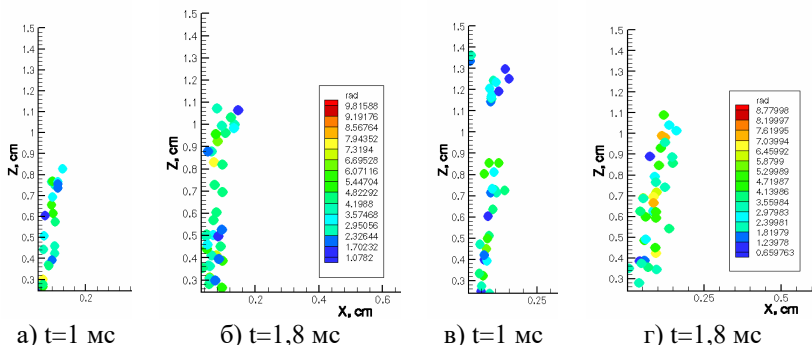
Таблица 13 - Оптимальные параметры процесса горения, определенные по результатам численного моделирования

Оптимальные параметры	Октан (C ₈ H ₈)	Додекан (C ₁₂ H ₂₆)

Давление (бар)	100	80
Масса (мг)	6	7
Температура (К)	900	900
Скорость (м/с)	300	300

На рисунках 54-58 приведены результаты численного моделирования по горению впрысков жидких топлив при оптимальных значениях температуры и скорости, указанных в таблице 13.

На рисунке 54 показана дисперсия капель октана и додекана по высоте камеры сгорания в различные моменты времени при начальных оптимальных параметрах. В начале процесса при распыле капли имеют одиноковые радиусы, но после испарения, столкновения и сливания капель, их радиусы принимают различные значения.



а) $t=1$ мс

б) $t=1,8$ мс

в) $t=1$ мс

г) $t=1,8$ мс

Рисунок 54 - Распределение капель октана (а, б) и додекана (в, г) по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

Для октана максимальный радиус частиц составил 9,8 мкм, а для додекана 8,8 мкм (Рисунок 54). Согласно рисунку 54 капля с большим радиусом образуется очень мало, и основная масса капель имеет радиус порядка от 2 до 6 мкм. В случае додекана капли распространяются на больший объем в пространстве камеры, что соответствует

1,4 см по высоте и 0,25 по ширине (Рисунок 54 в, г), а капли октана достигают значений 1,1 см по высоте и 0,2 по ширине (Рисунок 54 а, б) камеры сгорания.

На рисунке 55 приведены графики распределения капель по температурам в различные моменты времени. Капли топлива постепенно проникают глубже в пространство камеры сгорания, в самой нижней части камеры капли октана имеют температуру 348 К, а капли додекана 353 К. Температура капель октана в момент времени $t=4$ мс достигают максимального значения, которое составляет 554 К (Рисунок 54 б). Капли додекана в конечный момент времени имеют температуру 638 К (Рисунок 54 г), которая немного выше температуры капель октана.

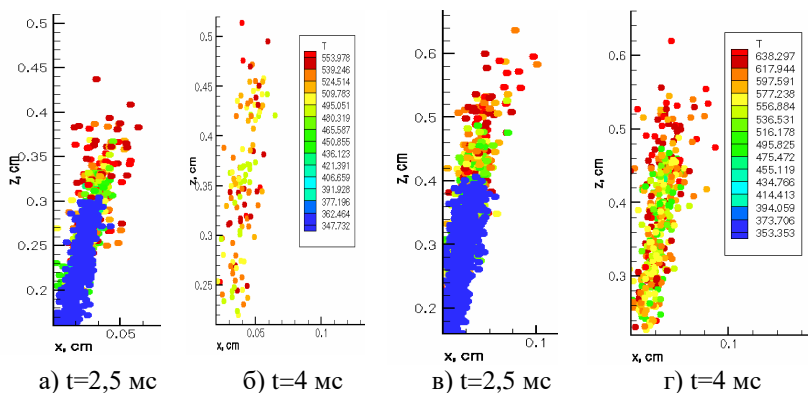
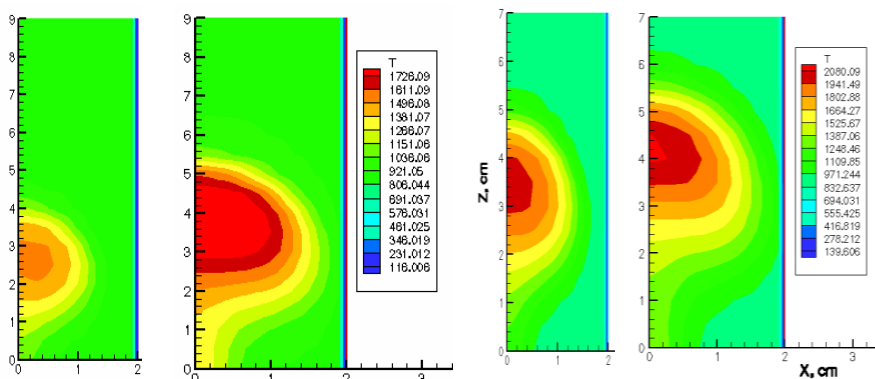


Рисунок 55 - Распределение температуры капель октана (а, б) и додекана (в, г) по высоте камеры сгорания в различные моменты времени

На рисунках 56-58 приведены графики изменения со временем (3 мс, 4 мс) температуры, концентрации паров топлива и продукта реакции горения (углекислый газ) в камере сгорания при сжигании октана и додекана. Когда смесь паров топлива с окислителем воспламеняется, то

топливо быстро сгорает и почти вся область камеры по ширине охвачена факелом. Остальная часть камеры разогревается до 921 К (рисунок 56 а) при горении октана и до 971 К (рисунок 56 в) при горении додекана. Ядро факела при сжигании октана занимает 2 см по высоте, 1 см по ширине, при этом температура достигает 1726 К (рисунок 56 б), для додекана оно намного меньше 0,6 см на 0,25 см, соответственно, но максимальная температура составляет 2080 К (рисунок 56 г).



а) $t=3,3$ мс

б) $t=4$ мс

в) $t=3,3$ мс

г) $t=4$ мс

Рисунок 56 - Распределение максимальной температуры (Т, К) в пространстве камеры сгорания при сжигании октана (а, б) и додекана (в, г) в различные моменты времени

На следующем рисунке 57 можно наблюдать, как меняется концентрация паров октана и додекана с течением времени: от некоторого значения в момент воспламенения топлива (Рисунок 57 а, в) до наименьших значений в конечный момент времени (Рисунок 57 б, г). Двуокись углерода образуется в центре факела, где наблюдаются высокие температуры, концентрации топлива. Концентрация CO_2 лежит в диапазоне от 0,0760

г/г до 0,0846 г/г (рисунок 58 а, б), при этом камера сгорания прогревается от 1570,28 К до 1726,09 К (рисунок 56 а, б). Для додекана небольшое количество углекислого газа 0,1199 г/г (рисунок 58 в, г) выделяется при максимальной температуре в камере сгорания 2080,09 К, что можно использовать для более выгодной организации процесса горения жидкого топлива.

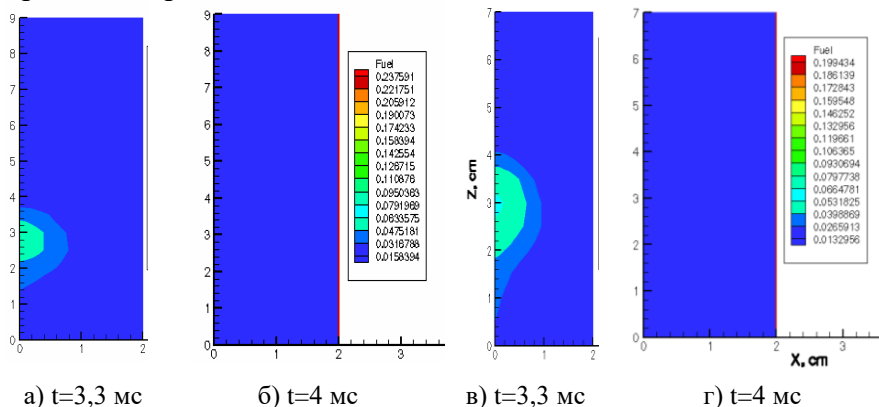


Рисунок 57 - Распределение паров Fuel октана (а, б) и додекана (в, г) в пространстве камеры сгорания в различные моменты времени

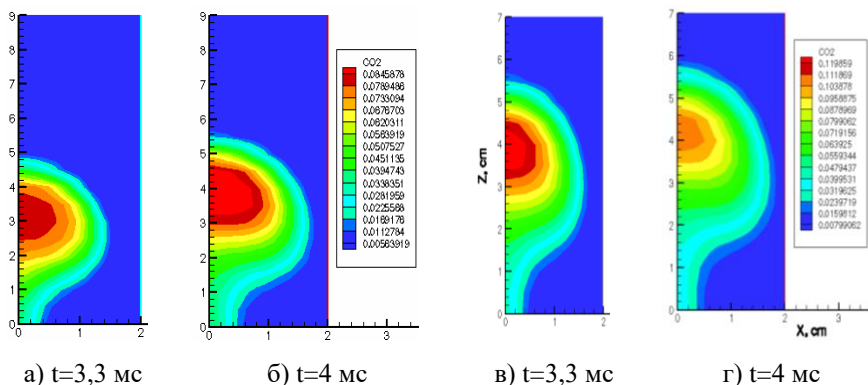


Рисунок 58 - Распределение концентрации углекислого газа CO_2 (г/г) при сжигании октана (а, б) и додекана (в, г) в пространстве камеры сгорания в различные моменты времени

В настоящей монографии проведено численное моделирование процессов горения впрысков двух видов топлив: октана и додекана. Определены оптимальные скорости впрыска данных видов топлив в условиях данной задачи. Для октана и додекана наилучшая скорость впрыска составила 300 м/с. Получены зависимости температуры и концентрации углекислого газа в зависимости от скорости впрыскиваемого топлива для октана и додекана.

Таким образом, по результатам исследования, проведенного выше, можно сделать вывод о том, что оптимальной начальной скоростью капле октана и додекана является 300 м/с. При данной скорости инъекции концентрация выброса вредного вещества, такого как углекислый газ, незначительна и лежит в допустимых пределах, а камера прогревается до высоких температур.

6 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСТРУЙНОГО ВПРЫСКА ЖИДКОГО ТОПЛИВА

6.1 Особенности многоструйного впрыска и его практическая реализация

Обычно инжекторы с несколькими отверстиями обеспечивают более эффективный способ распыла топлива. Они способствуют уменьшению времени впрыска топлива, длины проникновения и повышению качества топливно-воздушной смеси с достаточной однородностью паров, что является наилучшими условиями процесса. Инжекторы с множественными отверстиями являются очень сложными из-за близко расположенных распыленных факелов, природа которых, как правило, очень непредсказуемая при высоких нагрузках. Эта отличительная черта близко расположенных факелов,

которое приводит к их взаимодействию, также известное как явление струи-на-струю, до сих пор тщательно не изучена. Кроме того при высоких температурах взаимодействие струи-на-струю трудно поддается управлению и может вызвать распад целой струи.

Эти явления распыла были изучены многими авторами при различных значениях угла распыла и размеров капель [183]. Также экспериментальным путем с помощью цифровой трассерной визуализации было изучено воздействие вовлеченного газа на формирование смеси на выходе из форсунки при различных давлениях впрыска [184]. Также были исследованы виды распыла при вовлечении воздуха, обусловленные флуктуациями впрыска [185]. Многими авторами при анализе кольцевой насадки распыла численно и экспериментально было изучено влияние вовлеченного воздуха на структуру распыла [186]. Авторами работы [187] был исследован испаряющийся многоструйный распыл, в котором экспериментально было показано вовлечение воздуха и накопление паров топлива внутри ядра распыла, но результаты этих исследований не дали объяснение явлению вовлечения воздуха и его влияния на поведение распыла.

При моделировании распыла количество капель может варьироваться от нескольких тысяч до нескольких миллионов. Таким образом, практически становится невозможным отследить траекторию каждой частицы в расчетной области. Решение этой проблемы было предложено авторами работы [188], где путем введения «дискретно-пакетной модели» появилась возможность представить капли в распыле. При применении этой модели группа капель с аналогичным диаметром, скоростью и температурой представляются в виде пакетов.

Вследствие этого вычисления упрощаются, поскольку вместо одной капли отслеживается сразу группа капель.

Когда струя жидкости входит в газовую среду она обменивается импульсом с медленно движущимся газом, генерируя сильные сдвиги в потоке. Тем самым формируется турбулентный поток вокруг впрыска. Взаимодействие между турбулентным потоком и струей жидкости приводит к ее распаду, а затем к распаду связок и больших капель на мелкие капельки. Это первое из многих явлений, моделируемое при распылах. Это явление является очень сложным, его физику понять трудно. Этому процессу существенно влияют такие важные внутренние эффекты в соплах, как кавитация и турбулентность. Кроме того, резкое изменение граничных условий от внутреннего к внешнему потоку должно быть принято во внимание [189].

Процесс сгорания в дизельном двигателе отличается от процесса в двигателе с искровым зажиганием степенью сжатия и процессом воспламенения. В целом, процесс сгорания топлива в дизельном двигателе можно описать как три последовательных процесса: задержка воспламенения, сгорание предварительно приготовленной смеси и сгорание с контролем смесеобразования. Задержка воспламенения относится к периоду времени между началом подачи топлива и началом фактического процесса сгорания. В основном она определяется температурой в цилиндре, давлением в цилиндре и воспламенением топлива. На стадии задержки воспламенения происходят процессы смесеобразования и первых, предварительных химических реакций топливовоздушной смеси. Задержка воспламенения увеличивается, когда двигатель не прогрет, или при использовании топлива плохого качества с низким цетановым числом.

Влияние давления в цилиндре менее значительно, по сравнению с влиянием температуры. Однако, увеличение давления также несколько снижает величину задержки воспламенения. Величина задержки воспламенения может составлять от 0,1 мс, при работе двигателя в диапазоне номинальной выходной мощности, до более чем 10 мс, после пуска холодного двигателя. Испарение топлива в положении верхней мертвой точки вызывает дальнейшее охлаждение. Это приводит к очень большим задержкам воспламенения. В крайних случаях воспламенение вообще может отсутствовать, и топливо может накапливаться в цилиндре на протяжении нескольких рабочих циклов. Его воспламенение, после нескольких рабочих циклов, вследствие большой массы накопленного топлива, может приводить созданию очень больших пиковых давлений, свыше 150 бар, что оказывает негативное влияние на механические системы двигателя.

В дизельных двигателях используются разделенные и неразделенные камеры сгорания (соответственно двигатели с предкамерами и непосредственным впрыском). Двигатели с непосредственным впрыском являются более эффективным, более экономичным, чем их аналоги с предкамерами. Исходя из этих соображений двигатели с непосредственным впрыском раньше использовались в грузопассажирских и грузовых автомобилях. С другой стороны, из-за более низкого уровня шума двигатели с предкамерами устанавливались легковых автомобилях. Вдобавок к этому, двигатель с предкамерой имел более низкий уровень вредных выбросов выхлопных газов (НС и NO_x) и был более дешев в производстве. С появлением дизельных систем с множественным впрыском топлива, двигатели с разделенными камерами сгорания в большинстве своём

были вытеснены двигателями с непосредственным впрыском.

По сравнению с двигателем с воспламенением от электрической искры (бензиновым двигателем), оба типа дизельных двигателей являются более экономичными, особенно в диапазоне частичных нагрузок. Дизельные двигатели являются подходящими для использования турбоагнетателей с приводом от выхлопных газов или механического наддува. Использование турбоагнетателя (турбокомпрессора) на дизельных двигателях увеличивает не только отдачу мощности и КПД двигателя, но так же уменьшают содержание вредных примесей в выхлопных газах.

В целом камеры сгорания дизельного двигателя можно разделить на несколько типов:

- системы с предкамерой: в системе с предкамерой используемой для легковых автомобилей, топливо впрыскивается в горячую предкамеру (дополнительную камеру). Здесь начинается дополнительное воспламенение, чтобы достичь образования качественной смеси и уменьшения задержки воспламенения основного процесса сгорания;

- система с вихревой предкамерой: в этой системе, используемой в дизельных двигателях легковых автомобилей, сгорание также начинается в дополнительной камере. В процессе сгорания используется дополнительная камера сгорания в форме шара или диска (вихревая камера) с поверхностью горловины, расположенной тангенциально к основной камере сгорания;

- система с непосредственным впрыском: в системах с непосредственным впрыском, образование смеси обходится без дополнительной вихревой камеры. Топливо

впрыскивается непосредственно в камеру сгорания в днище поршня.

На современных двигателях впрыск топлива полностью вытеснил карбюраторную систему питания. Но при этом, среди автопроизводителей до сих пор нет единого мнения, какая система впрыска предпочтительней, поскольку каждая из них обладает своими достоинствами и недостатками.

Однотруйный впрыск топлива как альтернатива карбюратору стал широко применяться еще в 80-х годах прошлого века. Впрочем, особой разницы в принципе работы у этих систем питания не было: как и раньше воздух смешивался с топливом во впускном коллекторе, сложный и чувствительный к настройкам карбюратор заменила форсунка (поэтому такой впрыск и получил название одноточечного). Электроники поначалу не было – управление подачей бензина осуществлялось механическими устройствами. Тем не менее, впрыск обеспечивал мотору более высокие мощностные характеристики и лучшую экономичность. Дело в том, что форсунка позволяла точнее дозировать количество топлива и распылять его на мелкие частицы. В результате, с воздухом образовывалась однородная смесь, состав которой мог практически мгновенно меняться в зависимости от условий движения и режима работы двигателя.

У такой системы есть свои существенные недостатки. Например, большое сопротивление поступающему в цилиндры воздуху. Форсунке зачастую устанавливали в корпус бывшего карбюратора и громоздкие по тем временам датчики затрудняли дыхание мотору. Но все это теоретически можно было легко исправить. Сегодня центральный или одноточечный впрыск практически не встречается.

Многоструйный впрыск отличается от предыдущей схемы тем, что в данном случае во впускном патрубке каждого цилиндра установлена индивидуальная форсунка, которая подает топливо прямо на впускной клапан. Таким образом, топливная смесь готовится непосредственно перед подачей в камеру сгорания. Поэтому она получается однородной по своему составу и примерно одинакова по качеству для каждого из цилиндров. В результате, это благотворно сказывается на мощностях и экономичности мотора, а также на токсичности выхлопных газов [190].

Распределенный многоструйный впрыск постоянно совершенствовался. Поначалу он, также как и предыдущая схема, управлялся механическим путем. Но бурное развитие электроники позволило не только сделать систему питания более эффективной, но и скоординировать ее действия с другими компонентами двигателя. Поэтому современный мотор может не только сигнализировать водителю о неисправности, но даже в случае необходимости перейти на аварийный режим работы или исправить некоторые ошибки в пилотировании в сотрудничестве с системами безопасности. Внизу на рисунке 59 показана увеличенная фотография инжектора с системой двухструйного впрыска. С помощью экспериментальных данных не возможно сделать определенные выводы по улучшению дизайна инжекторов. Тем не менее, методы моделирования, которые достаточно быстро развиваются в эти дни, могут обеспечить более глубокое понимание поставленных задач.

Внедрение дополнительных датчиков позволило перевести распределенный впрыск с параллельной на последовательную схему подачи топлива. В первом случае в определенный момент времени открывались все форсунки, топливо перемешивалось с воздухом, и

получившаяся смесь ждала открытия впускных клапанов, чтобы попасть в цилиндр. Во втором случае время срабатывания каждого инжектора рассчитывается индивидуально, чтобы бензин подавался за строго определенное время перед открытием клапана. Эффективность и точность такого впрыска несколько выше, но он и стоит дороже. Поэтому иногда встречаются и более дешевые комбинированные схемы.

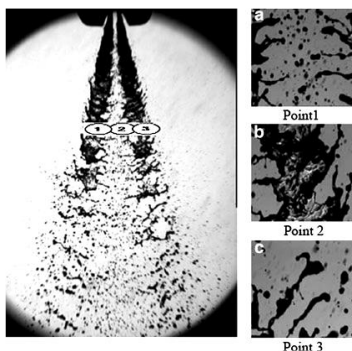


Рисунок 59 - Увеличенная структура двухструйного впрыска в инжекторных системах подачи топлива [191]

В случае непосредственного или прямого впрыска форсунки подают топливо прямо в цилиндры двигателя, как у дизельного двигателя. Впервые такую схему использовали еще на авиационных моторах времен Второй мировой войны и некоторых послевоенных автомобилях, первым из которых был Goliath GP700. Но тогда прямой впрыск не снискал популярности, поскольку требовал дорогих топливных насосов высокого давления и оригинальной головки блока цилиндров. В конечном счете, инженеры так и не смогли добиться от такой системы приемлемой надежности и точности работы.

Интерес к непосредственному впрыску вернулся в 90-е годы прошлого века с ужесточением экологических норм.

Сначала в 1996 году Mitsubishi запустила линейку моторов GDI, а за японскими производителями последовали и другие автопроизводители: Volkswagen, Mercedes-Benz, BMW, Peugeot-Citroen, FIAT и т.д. Дело в том, что такая система питания позволяет мотору работать на обедненных смесях (с большим количеством воздуха). Чем меньше требуется топлива, тем лучше экономичность. Кроме того, подача бензина в цилиндры позволяет поднять степень сжатия мотора, тем самым увеличив его эффективность и мощность. Пожалуй, прямой впрыск можно было бы назвать вершиной эволюции систем питания, если бы не некоторые его особенности. Такие моторы требовательны к качеству топлива, отличаются жесткой и шумной работой (это заставляет инженеров дополнительно усиливать шумоизоляцию салона), а также при работе на бедных смесях выделяют большое количество оксидов азота, с которыми приходится бороться, усложняя конструкцию двигателя [192].

В данном случае при моделировании многоструйного впрыска жидкого топлива в двигателях внутреннего сгорания по методу распыла Лагранжа жидкость впрыскивается в форме капель, имеющих предположительно средний размер, сравнимый с диаметром выходного отверстия сопла. Капли впрыскиваются в область, где выполняется распределение Розина – Раммлера, которое описывается следующим выражением [193]:

$$d_{p0} + d_p (-\ln(1 - n_{rand} k_R))^{-q}, \quad (82)$$

где k_R определяется как $k_R = 1 - \exp\left(-\frac{(d_{pmax} - d_{p0})^q}{\langle d_p \rangle}\right)$ и n_{rand}

является случайным числом. d_{p0} – минимальный

диаметр, $d_{p_{\max}}$ – максимальный диаметр и $\langle d_p \rangle$ – средний диаметр каплей. Коэффициент разброса распределения определяется через q .

6.2 Результаты вычислительных экспериментов по многоструйному впрыску и сравнение с экспериментальными данными

В этой главе монографии представлены результаты численного моделирования многоструйного впрыска, в ходе которого были определены размеры впрыскиваемых каплей трехструйного и шейстиструйного впрысков жидких топлив. При численном моделировании для газовой фазы была использована $k-\varepsilon$ модель турбулентности, а для моделирования жидкой фазы применялся метод Лагранжа.

Также наряду с численными исследованиями для сравнения представлены результаты экспериментов многоструйного впрыска, которые были получены учеными из университета Лафборо (Англия), специализирующимся в области теплофизики и моделирования двухфазных течений [194-196]. Данные экспериментальные результаты были получены при отсутствии нагрева для трехструйного впрыска с помощью фазовой доплеровской анемометрии. Также для наглядного примера представлены результаты экспериментального исследования вовлечения спутной струи воздуха при распыле жидких топлив для трех и шестиструйных впрысков, которые были получены учеными Французского университета нефтяной промышленности при помощи цифровой трассерной визуализации при условиях нагрева [197-203].

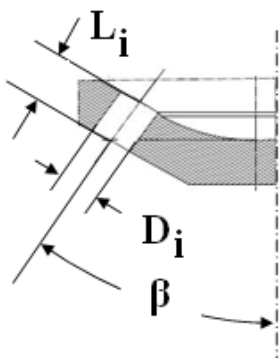


Рисунок 60 - Модель многоструйного инжектора двигателя внутреннего сгорания

В начале численного эксперимента была построена модель инжектора с множественными отверстиями, который представлен на Рисунке 60. Основные параметры многоструйных инжекторов представлены в Таблице 14 [194, 198-201]. Параметр β обозначает угол впрыска от центральной оси инжектора, L_i является длиной отверстия инжектора и D_i обозначает диаметр отверстия сопла. Соотношение L_i/D_i является очень важным параметром многоструйных инжекторов, так как он влияет на формирование внутреннего потока на выходе из отверстия инжектора и в конечном итоге на образование распыла [204]. Обычно в многоструйных инжекторах соотношение L_i/D_i равно единице. Следует отметить, что в модели Лагранжа не требуется значение длины отверстия инжектора. Q_s обозначает статический массовый расход для данного вида инжектора при давлении 100 Бар, в котором в большинстве случаев используется н-гептан.

Таблица 14 - Параметры многоструйного инжектора

Многоструйный инжектор	β	L_i/D_i , мм	Q_s , г/с
трехструйный	38°	$L_i/D_i = 0,221 / 0,200 = 1,1$	5,7
шестиструйный	23°	$L_i/D_i = 0,224 / 0,200 = 1.1$	11,4

При проведении численного моделирования нами были использованы аналогичные эксперименту следующие начальные условия для многоструйных инжекторов [194-203]:

1) При численном исследовании трехструйного впрыска в присутствии испарения давление впрыска составляло $P_i=100$ Бар, начальная температура топлива $T_f=293,15$ К, давление в камере сгорания $P_c=1$ Бар, температура в камере сгорания $T_c=293,15$ К, продолжительность времени впрыска $t=2$ мс, общая масса впрыска $m=15$ мг. Рабочее топливо – бензин.

2) При численном исследовании трехструйного впрыска в отсутствии испарения давление впрыска составляло $P_i=200$ Бар, начальная температура топлива $T_f=363,15$ К, давление в камере сгорания $P_c=1,54$ Бар, температура в камере сгорания $T_c=306,15$ К, продолжительность времени впрыска $t=3,32$ мс, общая масса впрыска $m=24,9$ мг. Рабочее топливо – изооктан.

3) При численном исследовании шестиструйного впрыска при условиях испарения давление впрыска составляло $P_i=200$ Бар, начальная температура топлива $T_f=363,15$ К, давление в камере сгорания $P_c=1,54$ Бар, температура в камере сгорания $T_c=306,15$ К,

продолжительность времени впрыска $t=3,387$ мс, суммарная масса впрыска $m=49,8$ мг. Рабочее топливо – изооктан.

Данные начальные условия, которые применялись при численном моделировании, для наглядного примера сведены в таблицу 15.

Функция логнормального распределения определяется следующим образом:

$$pdf = \frac{1}{d_p S_{td} \sqrt{2\pi}} e^{-\left[\frac{(\ln(d_p) - M_n)^2}{2S_{td}^2} \right]}, \quad (83)$$

где M_n - среднее отклонение и S_{td} - стандартное отклонение, которые были скорректированы эмпирически, чтобы вписывались в экспериментальные и численные данные наилучшим образом. В нашем случае значения M_n и S_{td} были равны 1,85 и 0,5, соответственно. Теперь запишем распределение Розина-Раммлера в упрощенном виде:

$$pdf = q \langle d_p \rangle^{-q} d_p^{q-1} e^{-\left(\frac{d_p}{\langle d_p \rangle} \right)^q}, \quad (84)$$

где средний диаметр $\langle d_p \rangle$ равен 6,5, а фактор разброса равен 2,2. Обе функций распределения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными и численными данными, однако, эти функции не являются совершенными.

Таблица 15 – Начальные условия для проведения численного эксперимента

Условия и вид эксперимент	Вид инжектора	Давление впрыска	Начальная температура	Давление в камере	Температура в	Продолжительность	Общая масса	Вид топлива
---------------------------	---------------	------------------	-----------------------	-------------------	---------------	-------------------	-------------	-------------

а			ка (P_i , бар)	атура топлив а (T_f , К)	сгорания (P_c , бар)	камере сгоран ия (T_c , К)	времени впрыска (мс)	са впрыс ка (мг)	пл ив а
При отсут ствии испар ения	3- стр уйн ый	100	293,15	1	293,15	2	15	бензин	
При испа рени и	3- стр уйн ый	200	363,15	1,54	306,15	3,32	24,9	изооктан	
При испа рени и	6- стр уйн ый	200	363,15	1,54	306,15	3,387	49,8	изооктан	

Функция логнормального распределения не описывает мелкие капли, но захватывает большую часть больших капель. Распределение Розина-Раммлера, напротив, описывает распределение мелких капель достаточно хорошо, но не в состоянии учесть большинство больших капель. Поэтому обе эти функции распределения могут быть очень полезными при сравнении распределения капель в различных местах течения. Функция логнормального распределения может быть лучшим выбором в областях вблизи распыла, где вероятность крупных капель может быть безусловно выше, чем мелкие капли. В то время как, функция распределения Розина-Раммлера может оказаться наиболее подходящей в нижней части течения, где размеры капель, как правило, меньше из-за распада и испарения капель.

Ниже представлены результаты численного моделирования для многоструйного впрыска при условиях испарения и при его отсутствии. Также для сравнения приведены результаты эксперимента.

На рисунке 61 представлены результаты сравнения численного моделирования и экспериментальных данных распределения капель по размерам трехструйного впрыска при отсутствии испарения. На рисунке можно увидеть распределение среднего размера капель D_{10} при различных расположениях осей в центре одной струи в различные моменты времени от 1,6 мс до 2 мс. При начальном среднем размере капель, равном 10 мкм, вниз по течению в центре струи при эксперименте они приобрели значения 7,55 мкм, а при численном моделировании 7,43 мкм. На расстоянии 40 мм от сопла инжектора вниз по течению средний размер капель при эксперименте уменьшился до 5,89 мкм, в то время как при численном моделировании оно достигло значения 6,55 мкм (Рисунок 62).

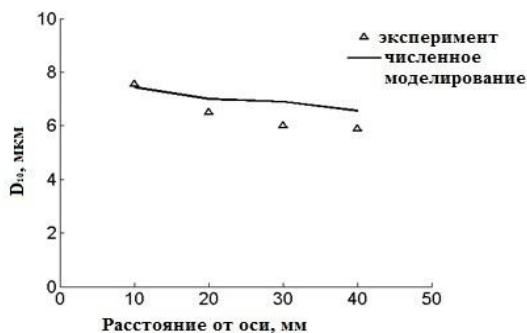


Рисунок 61 - Распределение среднего диаметра капель при различных расстояниях от сопла инжектора для трехструйного впрыска

Полученные данные численного эксперимента были сравнены с функцией плотности вероятности распределения капель по размерам. На расстоянии 40 мм от сопла инжектора в центре одной отдельной струи эта функция хорошо согласовывается и с экспериментальными данными, и результатами численного моделирования.

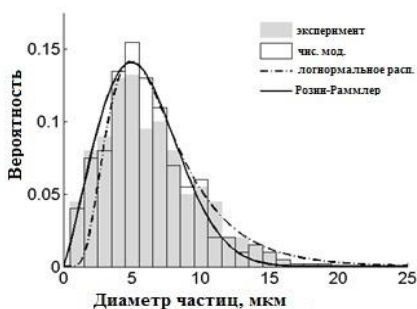


Рисунок 62 - Функция вероятности распределения капель по размерам при 40 мм осевого расположения

Экспериментальные [194-203] и численные распределения капель по размерам были сравнены с двумя стандартными функциями распределения частиц, которые часто встречаются технической литературе, первое из которых логнормальное распределение, а второе распределение Розина-Раммлера (Рисунок 62).

На рисунке 63 показаны длины осевого проникновения трехструйного и шестиструйного впрысков в неподвижную область газа. Как видно из рисунка, обе струи в одинаковой степени проникают в неподвижную среду, хотя и геометрии сопел трехструйных и шестиструйных инжекторов значительно отличаются друг от друга. При эксперименте наблюдалась задержка во времени равная 400 мс, когда инжектор включали электрическим и физическим способами. Это замедление состоит из электрической и гидравлической задержки во времени [196, 202]. Данное замедление учитывалось при численном моделировании, чтобы время начала впрыска топлива было идентичным эксперименту.

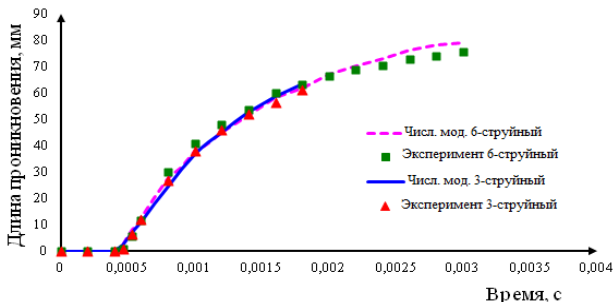
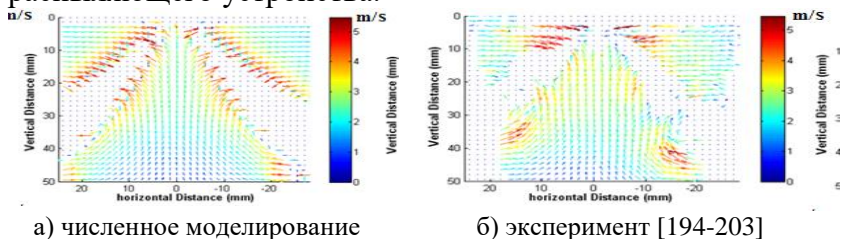


Рисунок 63 - Сравнение кривых проникновения трехструйного и шестиструйного впрысков при условии испарения

Ниже представлены результаты численного моделирования вовлечения спутной струи воздуха между двумя жидкими струями, также результаты сравнения с экспериментом при условии испарения. На Рисунках 64-65 показаны двумерные поля потока для трехструйного и шестиструйного впрысков, соответственно, через 1,4 мс после начала впрыска. В обоих случаях результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными [194-203]. В результате большого импульса трехструйного и шестиструйного впрысков вовлечение спутной струи воздуха между двумя струями жидкого топлива является относительно высоким в области вблизи сопла и в передней кромке распыляющего устройства.



а) численное моделирование

б) эксперимент [194-203]

Рисунок 64 - Двумерные поля скорости трехструйного впрыска при вовлечении спутной струи воздуха через 1,4 мс после начала впрыска

По сравнению с трехструйным впрыском у шести-струйного впрыска имеются свои особенности в структуре. Как показали и численные, и экспериментальные данные, ядро шестиструйного впрыска разрушается по сравнению с трехструйным впрыском [195, 202]. Это в значительной степени связано с явлением взаимодействия струи-на-струю: вовлеченный воздух за счет импульса, переданного от капель воздуху в ядре факела, оказывает влияние соседнему факелу. В свою очередь это меняет структуру впрыска и его динамику. Возникающая разница между скоростями при эксперименте и численном моделировании не превышает 2,5 м/с.

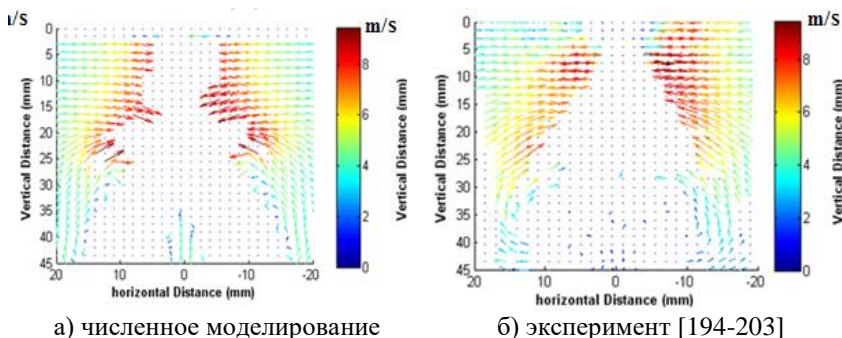
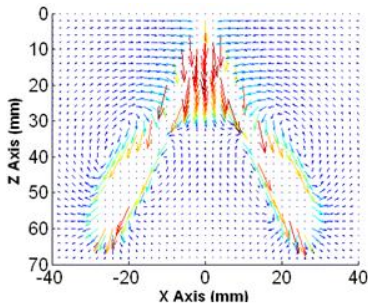


Рисунок 65 - Двумерные поля скорости шестиструйного впрыска при вовлечении спутной струи воздуха через 1,4 мс после начала впрыска

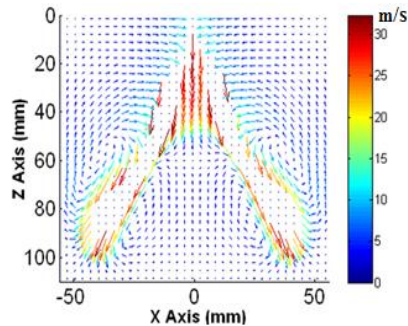
При типичном случае единичной струи крупномасштабные вихри образуются высокоскоростным распылом. В верхней части распыла это может вызвать сильное вовлечение воздуха, а в нижней части распыла капли, расположенные позади сопла, начинают двигаться в направлении радиального течения. Следовательно, такие капли рассеиваются в радиальном направлении наряду с проникновением в само течение газа. В случае многоструйного впрыска крупномасштабные вихри

возникают из-за взаимодействия факелов несколько струй. Факел каждой отдельной струи влечет за собой такой же поток, где имеет место вышеназванные явления взаимодействия факелов.

Обычно вовлечение спутной струи газа между соседними струями имеет реализуется двумя методами: 1) воздух всасывается в области вблизи сопла; 2) газ (воздух и пары топлива) вовлекается в направлении проникновения струи вниз по течению [204]. На Рисунке бб показаны результаты компьютерного моделирования вовлечения газа между двумя соседними струями для шестиструйного впрыска в различные моменты времени после начала впрыска. На этом рисунке также показаны вышеназванные явления вовлечения струи газа между соседними струями жидкого топлива. Газ проталкивается между двумя струями вниз в верхней половине ядра впрыска. Это явление, как правило, не наблюдается в впрысках с хорошо отделенными факелами в пространстве и в инжекторах с большими углами распыла, как в случае трехструйного впрыска. Внутренний поток газа в верхней половине ядра распыла встречается с обратным потоком, образующийся из каждого факела. Следовательно, на рисунке можно наблюдать большой радиальный поток во внешнем направлении. Этот радиальный поток способствует отклонению струи от ее исходной траектории со значительным изменением углов.



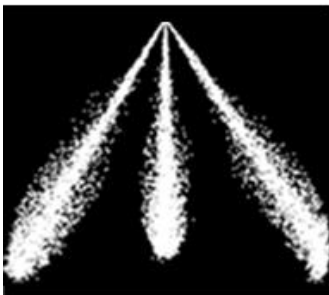
а) 1,75 мс



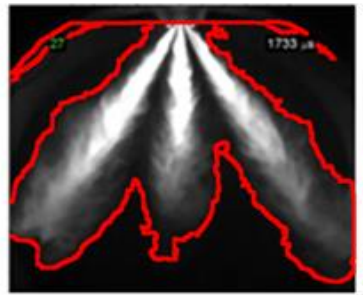
б) 3,10 мс

Рисунок 66 - Двумерные поля скоростей при вовлечении воздуха и газа при численном моделировании для шестиструйного впрыска в различные моменты времени после начала впрыска

Для многоструйных впрысков имеет важное значение явление взаимодействия струи-на-струю, которое в итоге оказывает огромное влияние на глобальную структуру впрыска. На Рисунках 67-68 показаны последствия влияния взаимодействия струи-на-струю, вызывающее изменение траектории отдельных факелов. Из рисунка 67 можно убедиться, что в случае трехструйного впрыска струи хорошо отделены друг от друга.



а) численное моделирование



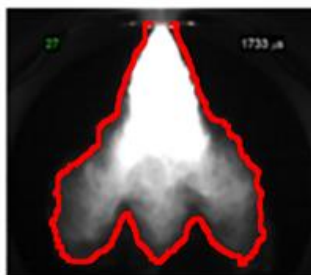
б) эксперимент [194-203]

Рисунок 67 - Явление взаимодействия струи-на-струю для трехструйного впрыска при условии испарения через 1,74 мс после начала впрыска

Более того, при шестиструйном впрыске распыл имеет непрерывную структуру благодаря наличию капель и в связи с этим становится сложно выявить отдельные факелы. Значительные взаимодействия происходят между прилегающими струями, при этом меняется характер вовлечения воздуха, а затем и распределение топливно-воздушной смеси (Рисунок 68).



а) численное моделирование

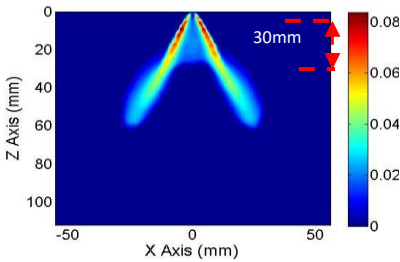


б) эксперимент [194-203]

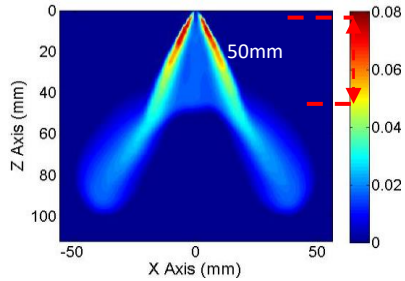
Рисунок 68 - Явление взаимодействия струи-на-струю для шестиструйного впрыска при условии испарения через 1,74 мс после начала впрыска

Результаты численного моделирования паров топлива шестиструйного впрыска при условии испарения дает более глубокое представление о размножении распыла, его структуре и образовании смеси. На Рисунках 69-70 представлены результаты численного моделирования фракции паров топлива в различных поперечных сечениях камеры сгорания в различные моменты времени после начала впрыска.

Поперечные сечения в области вблизи сопла выявило форму факелов распыла в виде звезды, которые хорошо отделены друг от друга. Также показаны пары топлива, выделяемые в центре распыла. При движении вниз по течению пары топлива, окружающие факел, сливаются между собой.



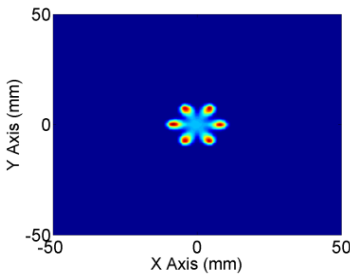
а) 1,75 мс



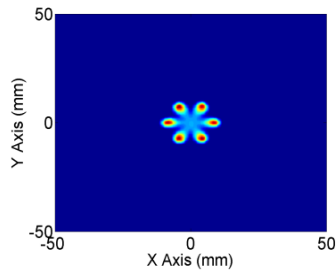
б) 3,10 мс

Рисунок 69 - Распределение паров топлива в вертикальном сечении камеры сгорания в различные моменты времени после начала впрыска

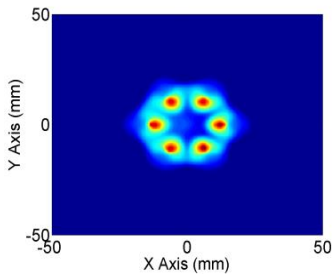
На этом этапе форма звезды превращается в замкнутую кольцевую структуру, тем самым распыл приобретает структуру полого конуса. В этот момент, как правило, меняется угол распыла струи. Этот процесс происходит в течение всего времени распространения струи в пространстве камеры сгорания.



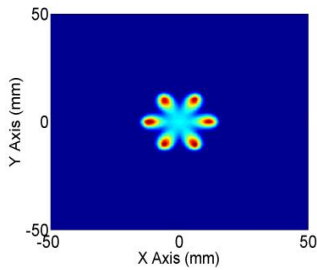
а) 1,75 мс; 20 мм



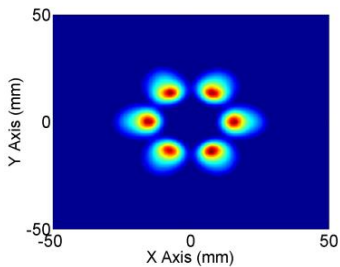
б) 3,1 мс; 20 мм



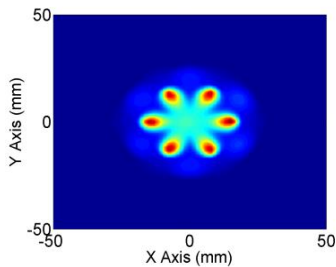
б) 1,75 мс; 30 мм



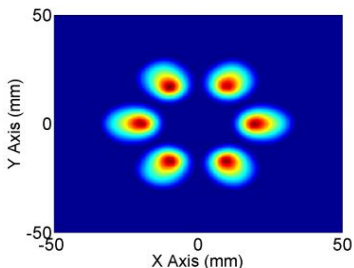
г) 3,1 мс; 30 мм



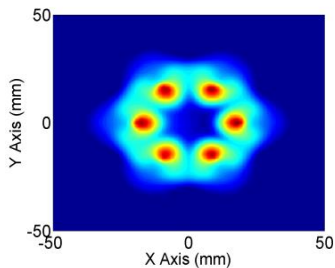
д) 1,75 мс; 40 мм



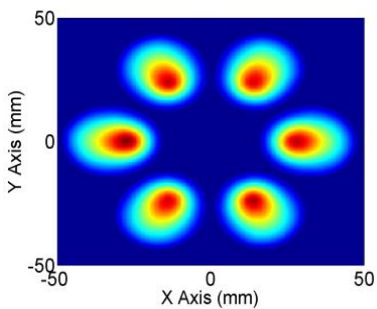
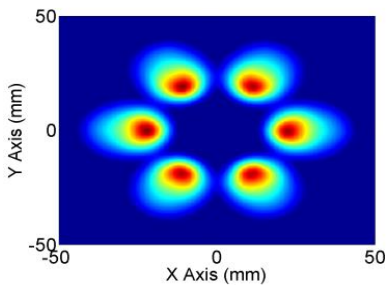
е) 3,1 мс; 40 мм



ж) 1,75 мс; 50 мм



з) 3,1 мс; 50 мм



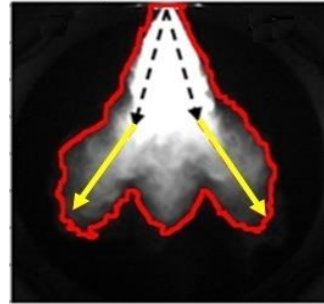
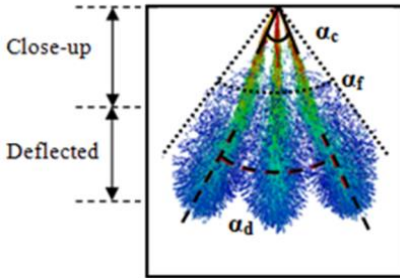
и) 3,1 мс; 60 мм

к) 3,1 мс; 70 мм

Рисунок 70 - Распределение паров топлива в поперечном сечении камеры сгорания в различные моменты времени после начала впрыска и при различных расстояниях от сопла инжектора

Ниже показаны результаты численного исследования модификации глобального угла распыла при высоком давлении и высокой температуре в камере сгорания для трехструйного впрыска. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными [194-203] представлено на Рисунке 71. Распространение факела распыленной струи можно разделить на две области: первая – область вблизи сопла и вторая – область вниз по течению, где наблюдается изменение угла распыла (Рисунок 88, б). Таким образом, угол распыла вблизи сопла в моменты времени 1,75 мс и 3,10 мс составил 42° .

Углы измерялись от центра одного факела до центра близлежащего факела с учетом половины углов каждой струи. При этом суммарный угол факела составил приблизительно 54° . Разница, равная приблизительно 6° между номинальными и измеренными углами вблизи сопла, указывает на то, что струя частично распадается в верхней области течения. В нижней части течения при 1,75 мс после начала впрыска угол отклонения распыла (α_d) составил приблизительно 48° , который в момент времени 3,10 мс после начала впрыска возрастает до 51° .



а) численное моделирование

б) эксперимент [194-203]

Рисунок 71 - Сравнение углов распыла факелов в момент времени 1,8 мс после начала впрыска

Таким образом, угол распыла факела был отклонен на 6° и 9° в моменты времени 1,75 мс и 3,10 мс после начала впрыска, соответственно. Несмотря на то, что значения дальних углов (α_f) распыла при эксперименте и в вычислительных расчетах дали хорошее согласие, ядра распыла показали два разных угла вблизи и вдали от сопла инжектора. Это означает, что в целом угол факела распыла не является явным показателем направления струи при наличии сильного взаимодействия струи-на-струю.

Таблица 16 - Углы распыла вблизи сопла и углы отклонения в различные моменты времени

Время (мс)	Угол распыла вблизи сопла при моделировании (α_c)	Угол отклонения при моделировании (α_d)	Угол вдали от сопла при моделировании (α_f)	Угол вдали от сопла при эксперименте (α_f)
1,75	42°	48°	66°	65°
3,10	42°	51°	65°	65°

На Рисунке 72 показан радиальный вектор скорости вовлеченной спутной струи воздуха при различных расстояниях от сопла инжектора в момент времени 3,10 мс после начала впрыска. Также на рисунке показаны сложные и вызывающие интерес структуры потока, которые отличаются при переходе от одного сечения к другому. Верхняя часть струи характеризуется сильным вовлечением воздуха в направлении распыла, которое ясно видно при расстоянии 40 мм от инжектора. Одновременно с радиальным распространением распыленных движущихся с высокой скоростью капель, воздух вытесняется в этом направлении. Аналогично плоской свободной струи, это способствует вовлечению воздуха между факелами различных струй.

В областях внизу течения из-за потока в противоположном направлении между вытесненным газом и внутренним вовлеченным воздухом наблюдается радиальное наружное движение. Такое радиальное течение относительно больше, чем вовлечение воздуха снаружи ядра распыла. Вследствие этого распыл отклоняется от своей исходной траектории. Это явление можно увидеть на рисунке 73: при расстоянии 50 от сопла инжектора видны кольца газа вытесненные наружу из-за взаимодействия с газом в ядре факела распыла. Как и ожидалось, при 70 мм от сопла инжектора в направлении вниз по течению радиальная скорость газа является проекцией вовлеченного в распыл воздуха с большой внешней рециркуляцией вокруг струи.

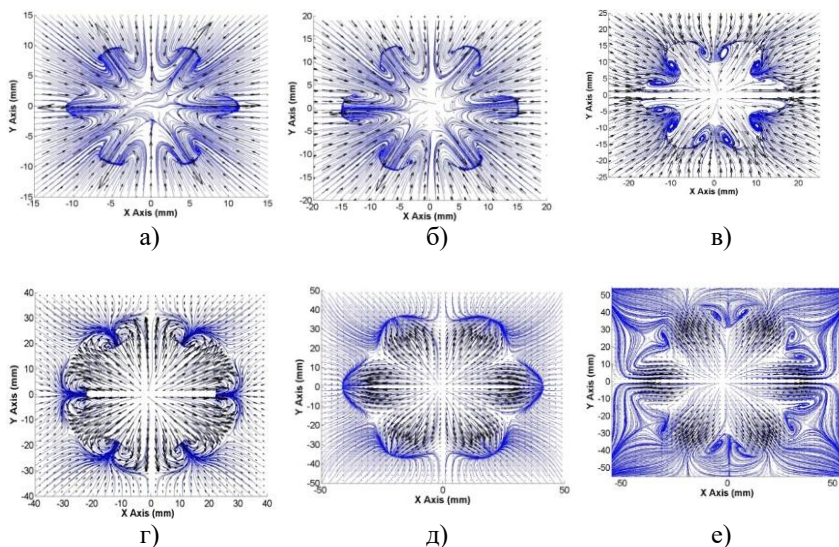


Рисунок 73. Вектор радиальной скорости вовлеченного воздуха в момент времени 3,10 мс после начала впрыска при различных расстояниях вниз по течению: а) 20 мм; б) 30 мм; в) 40 мм; г) 50 мм; д) 60 мм; е) 70 мм

Таким образом, в данной главе были исследованы многоструйного впрыска, в ходе которого были определены размеры впрыскиваемых капель трехструйного и многоструйного впрысков жидких топлив.

Были исследованы распределения капель по размерам в различные моменты времени для трехструйного впрыска при отсутствии нагрева. В результате численного моделирования было обнаружено, что при среднем размере капель, равном 10 мкм, они имеют значения 7,43 мкм. Это значение хорошо согласуется с экспериментом, где размеры капель были равны 7,55 мкм.

Полученные данные численного моделирования были сравнены с двумя стандартными функциями плотности распределения частиц - логнормальным распределением и

распределением Розина-Раммлера. В результате сравнения было определено, что функция логнормального распределения хорошо описывает капли, с большими размерами, а распределение Розина-Раммлера, с свою очередь, применима для описания мелких капель. Это дает нам сделать заключение, что для разных областей распыла разумнее применять разные функции распределения в зависимости от размеров капель, которые сосредоточены в той или иной области.

Также были исследованы явление вовлечения спутной струи воздуха между двумя струями жидкого топлива. Результаты вычислительных экспериментов дали хорошее согласие с экспериментом для обоих видов впрыска. Как показали результаты, ядро факела шестиструйного впрыска разрушается быстрее по сравнению с трехструйными впрыском, вследствие чего имеет место взаимодействия струи-на-струю, которое целиком меняет структуру впрыска.

При исследовании явления струи-на-струю, которое чаще всего встречается в многоструйных впрысках, было обнаружено, что при таком явлении при трехструйном впрыске струи хорошо отделяются друг от друга, в то время как при шестиструйном впрыске струя имеет непрерывную форму, вследствие чего соседние струи, взаимодействуя между собой, сливаются. Такие же результаты были получены при эксперименте, который был поставлен зарубежными учеными.

Была исследована эволюция паров топлива шестиструйного впрыска при испарении в различных поперечных сечениях камеры сгорания в различные моменты времени после начала впрыска. В данных областях горения была выявлена форма факела в виде звезды, а при движении вниз по течению данная форма

приобретает замкнутую кольцевую структуру, в конечном итоге принимает форму полого конуса.

Также были исследованы глобальные углы распыла при высоком давлении и высокой температуре в камере сгорания для трехструйного впрыска. Несмотря на то, что значения дальних углов распыла при эксперименте и в вычислительных расчетах дали хорошее согласие, ядра распыла показали два разных угла вблизи и вдали от сопла инжектора. Это означает, что в целом угол факела распыла не является явным показателем направления струи при наличии сильного взаимодействия струи-на-струи.

Было исследовано распределение радиальной скорости вовлеченной спутной струи воздуха при различных расстояниях от сопла инжектора. Было определено, что между вытесненным газом и внутренним вовлеченным воздухом наблюдается радиальное наружное движение, вследствие чего распыл отклоняется от своей исходной траектории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии проведено исследование процессов распада, дисперсии, испарения и горения капель жидкого топлива при высокой турбулентности с применением методов математического моделирования.

Построены математическая и физическая модели задачи, которые описывают процессы распада, дисперсии, испарения и горения жидкого топлива, впрыскиваемого в камеру сгорания при высокой турбулентности;

Проведены вычислительные эксперименты по исследованию процессов распада, дисперсии, испарения и горения капель различных видов жидких топлив (октан и додекан) при высокой турбулентности.

Получены области распыла жидких впрысков октана и додекана в различные моменты времени, и траектории распределения Саутеровского среднего диаметра капель и показано, что кривая для додекана хорошо согласуется с экспериментальными данными.

При исследовании влияния давления в камере сгорания на процессы распыла и дисперсии жидких капель при высокой турбулентности установлено, что оптимальным для октана является давление 100 бар и для додекана 80 бар. Показано, что при этих давлениях температура капель и температура горения в камере сгорания достигает максимальных значений, начинается интенсивное испарение капель жидкого топлива и для двух видов топлив – октана и додекана рост давления приводит к увеличению области высоких температур.

Определены оптимальные массы впрыска двух видов жидких топлив. Для октана наилучшая масса впрыска составляет 6 мг, а для додекана – 7 мг. При увеличении массы жидкого топлива концентрация углекислого газа повышается, так как чем больше масса, тем больше выделяется и углекислый газ. Дальнейшее увеличение

массы двух топлив приводит к последующему понижению температуры.

При исследовании влияния начальной температуры окислителя на распыл и дисперсию октана и додекана в камере сгорания при высокой турбулентности показано, что для двух исследуемых видов топлив наилучшей начальной температурой окислителя в камере сгорания является температура, равная 900 К. Установлено, что при этом температура капель достигает максимальных значений: для октана она равна 554 К, а для додекана 638 К и начинается процесс интенсивного испарения капель жидкого топлива.

Определены оптимальные скорости впрыска капель жидких топлив при высокой турбулентности. Установлено, что оптимальной скоростью впрыска для октана и додекана является 300 м/с. При данной скорости оба топлива сгорают без остатка, концентрация образующегося углекислого газа наименьшая, а камера прогревается до высоких температур.

При исследовании распределения капель по размерам в различные моменты времени для трехструйного впрыска при отсутствии испарения было обнаружено, что при среднем размере капель, равном 10 мкм, они имеют значения 7,43 мкм, которое хорошо согласуется с экспериментом, где размеры капель были равны 7,55 мкм.

При сравнении данных численного моделирования со стандартными функциями распределения частиц было определено, что функция логнормального распределения хорошо описывает капли, с большими размерами, а распределение Розина-Раммлера, с свою очередь, применима для описания мелких капель.

При исследовании явления вовлечения спутной струи воздуха между двумя струями жидкого топлива было обнаружено, что ядро факела шестиструйного впрыска

разрушается быстрее по сравнению с трехструйными впрыском, вследствие чего имеет место взаимодействия струи-на-струю, которое целиком меняет структуру впрыска.

При исследовании явления струи-на-струю, было обнаружено, что при трехструйном впрыске струи хорошо отделяются друг от друга, в то время как при шестиструйном впрыске струя имеет непрерывную форму, вследствие чего соседние струи, взаимодействуя между собой, сливаются. Результаты численного моделирования в данном случае дали хорошее согласие с экспериментом.

При численном исследовании эволюции паров топлива шестиструйного впрыска при испарении в различных поперечных сечениях камеры сгорания в различные моменты времени было установлено, что в начальной стадии горения форма паров топлива принимает вид звезды, далее при различных расстояниях от сопла данная форма паров приобретает замкнутую кольцевую структуру, которая в конечном итоге превращается в форму полого конуса.

При моделировании глобальных углов распыла при высоком давлении и высокой температуре в камере сгорания для трехструйного впрыска значения дальних углов распыла при эксперименте и в вычислительных расчетах дали хорошее согласие. Установлено, что в целом угол факела распыла не является явным показателем направления струи при наличии сильного взаимодействия струи-на-струю. При исследовании распределения радиальной скорости вовлеченной спутной струи воздуха при различных расстояниях от сопла инжектора было определено, что между вытесненным газом и внутренним вовлеченным воздухом наблюдается радиальное наружное движение. Вследствие этого было установлено, что распыл отклоняется от своей исходной траектории.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Seibel C., Gartung K., Arndt S., Weigand B. Detailed analysis of spray structure and air entrainment in GDI sprays using a tomographic approach // ASME Journal of Turbomachinery. - 2014. - Vol. 136. – P. 1-9.

2 Sabel'nikov V., Ovsyannikov A., Gorokhovski M. Modified level set equation for gas-liquid interfaces and its numerical solution // Proceedings of 6th European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS). – Vienna, 2012. – P. 5597-5611.

3 Boraiko C., Beardsley T., Wright E. Accident Investigations: one element of an effective safety culture // Professional Safety. – 2008. - Vol. 53, №9. - P. 26-30.

4 Clarke S. Safety climate in an automobile manufacturing plant: The effects of work environment, job communication and safety attitudes on accidents and unsafe behavior // Personnel Review. – 2004. - Vol. 35, №4. – P. 413-430.

5 Dawal S.Z., Taha Z. The effects of job organizational factors on job satisfaction in two automotive industries in Malaysia // Journal of Human Ergology. – 2007. - Vol. 36, № 2. – P. 63-68.

6 Dietl H., Royer S., Stratmann U. Value creation architectures and competitive advantage: lessons from the European automotive industry // California Management Review. – 2009. - Vol. 51, №3. - P. 24-48.

7 Donnelly T., Mellahi K., Morris D. The European automobile industry: Escape from parochialism // European Business Review. – 2002. - Vol. 14, № 1. – P. 30-39.

8 Liang-Hung L., Iuan-Yuan L. Product quality as a determinant of product innovation: an empirical analysis of the global automotive industry // Total Quality Management and Business Excellence. – 2006. - Vol.17, №2. – P. 141-147.

9 Mayer D.O. Greenhouse gas emissions and the social responsibility of automakers // *Business and Society Review*. – 2000. - Vol. 105, №3. – P. 347-361.

10 Oh J., Rhee S.K. Influences of supplier capabilities and collaboration in new car development on competitive advantage of carmakers // *Management Decision*. – 2010. - Vol.48, №5. – P. 756-774.

11 Orsato R.J., Wells. P. The Automobile Industry and Sustainability: Introduction // *Journal of Cleaner Production*. – 2007. - Vol.15, №11 (12). – P. 989-993.

12 Renard L. The automobile manufacturers' global competitiveness and dimension effects: Differentiation and cost advantages reconciled // *International Journal of Automotive Technology and Management*. – 2002. - Vol. 2, №3 (4). – P. 280-288.

13 Миронов Н.В. Международная энергетическая безопасность. - М.: МГИМО, 2003. – 165 с.

14 Richardson M., Danford A., Stewart P., Pulignano V. Employee participation and involvement: Experiences of aerospace and automobile workers in the UK and Italy // *European Journal of Industrial Relations*. – 2006. - Vol.16, №1. – P. 21-37.

15 Sako M. The nature and impact of employee «voice» in the European car components industry // *Human Resource Management Journal*. – 1998. – Vol. 8, №2. – P. 5-13.

16 Olivier J., Janssens-Maenhout G., Peters J. Trends in global CO₂ emissions. – Netherlands: PBL Netherlands Environmental Assessment Agency, 2012. – 40 p.

17 Dadach Z.E. Cost Effective Strategies to Reduce CO₂ Emissions in the UAE:A Literature Review // *Journal of Industrial Engineering and Management*. – 2013. – Vol.2(4). – P.1-9.

18 Smith M., Crotty J. Environmental regulation and innovation driving ecological designing the UK automotive

industry // *Business Strategy and the Environment*. – 2008. - Vol.17, №6. – P. 341-349.

19 Taylor A., Taylor M. Operations management research in the automotive sector. Some contemporary issues and future directions // *International Journal of Operations and Production Management*. – 2008. - Vol.28, Issue 6. - P. 480-489

20 Steenberghen T., Lopez E. Overcoming barriers to the implementation of alternative fuels for road transport in Europe // *Journal of Cleaner Production*. – 2008. - Vol.16.- P. 577-590.

21 Sturgeon T.J., Van Biesebroeck J., Gereffi G. Value chains, networks, and clusters: Reframing the global automotive industry // *Journal of Economic Geography*. – 2008. - Vol.8, №3. – P. 297-321.

22 Takeishi A. Knowledge Partitioning in the Interfirm Division of Labor: The Case of Automotive Product Development // *Organization Science*. – 2002. - Vol.13, №3. - P. 321-338.

23 Wang C., Chen J., Zou J. Decomposition of energy-related CO₂ emission in China: 1957–2000 // *Energy*. – 2005. - Vol. 30. – P. 73-83.

24 Калинин В. В., Федосеева Н. В. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. - Черногловка, 1977. - 256 с.

25 Сполдинг Д. Б. Основы теории горения. - М: Госэнергоиздат, 1959. – 320 с.

26 Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. - Изд-во Моск. ун-та, 1957. — 452 с.

27 Goldsmith M., Penner S. On the burning of single drops of fuel in an oxidizing atmosphere // *Jet Propulsion*. – 1954. – Vol. 24. – P. 245-251.

28 Spalding D.B. The combustion of liquid fluids // *Symposium International on Combustion*. – Massachusetts, 1953. - Vol. 4, №1. – P. 847-864.

29 Срезневский Б.И. Об испарении жидкостей. – ЖРФХО. – 1882. – Т.14, №8. –С. 420-442.

30 Maxwell J.C. Collected Scientific Papers of Cambridge. - Cambridge University Press, 1890. – Vol.11. – 625 p.

31 Langmuir I.J. Evaporation of small spheres // Phys. Rev. – 1918. – Vol. 12. – P. 368-370.

32 Spalding D.B. Combustion of Single Droplet and of a Fuel Spray: Selected Combustion Problems. – London: Butterworth's Scientific Publications, 1954. – 279 p.

33 Федосеев В.А. Кинетика испарения капель жидкости // Труды ОГУ. Серия физ. наук. – 1960. – Т. 150, №7. – 27 с.

34 Селиванов Е.Д. О применимости закона Срезневского к испарению горящих капель жидкого топлива // Труды ОГУ. Серия физическая. – 1960. – Т. 150, №7. – 215 с.

35 Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкости форсунками. – М.: Госэнергоиздат, 1962. – 264 с.

36 Цандер Ф.А. Проблема полета при помощи реактивных аппаратов. Межпланетные полеты / под ред. Л.К. Корнеева. - Изд. 2-е, перер. и доп. - М.: Оборонгиз, 1961. - 459 с.

37 Engelbert C., Hardalupas Y., Whitelaw J.H. Breakup phenomena in coaxial airblast atomizers // Mathematical and Physical Sciences. – 1995. - Vol. 451, №1941. – P. 189–229.

38 Farago Z., Chigier N.A. Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream // Atomization and Sprays. – 1992. – Vol.2. – P. 137–153.

39 Habchi C., Verhoeven D., Huynh Huu C., Lambert L. et al. Modeling atomization and break-up in high pressure diesel sprays // SAE Technical Paper. – 1997. –

40 Eggers J., Villermaux E. Physics of liquid jets // Reports on Progress in Physics. – 2008. – Vol. 71, №3. – 79 p.

41 Gorokhovski M., Herrmann M. Modeling primary atomization // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2008. - Vol. 40. – P. 343–366.

42 Gorokhovski M. The stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays // Atomization and Sprays. – 2001. - Vol. 1, №5. - P. 169-176.

43 Apte S.V., Gorokhovski M., Moin P. LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup // International Journal of Multiphase Flow. – 2003. – Vol. 29, №9. – P. 1503-1522.

44 Vinkovic I., Aguirre C., Simoëns S., Gorokhovski M. Large eddy simulation of droplet dispersion for inhomogeneous turbulent wall flow // International journal of multiphase flow. – 2006. – Vol. 32, №3. - P. 344-364.

45 Gorokhovski M.A., Saveliev V.L. Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into Lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization // Physics of Fluids. – 2003. – Vol. 5, №1. – P. 184-192.

46 Durand P., Gorokhovski M., Borghi R. An application of the probability density function model to diesel engine combustion // Combustion science and technology. – 1999. – Vol. 144, №1 (6). – P. 47-48.

47 Villermaux E. Fragmentation // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2007. – Vol. 39. – P. 419–446.

48 Reitz R.D. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays // Atomisation and Spray Technology. – 1987. - Vol. 3. – P. 309–337.

49 Yi Y., Reitz R. Modeling the primary break-up of high-speed jets // Atomization and Sprays. – 2004. - Vol. 14. – P. 53–80.

50 Tanner F.X. Development and validation of a cascade atomization and drop breakup model for high-velocity dense sprays // Atomization and Sprays. – 2004.-Vol.14.–P. 211–242.

51 Huh K., Gosman A. A phenomenological model of diesel spray atomization // Proceedings of ICMF. - Tsukuba, 1991. – Vol. 91. – P. 515-518.

52 Arcoumanis C., Gavaises M., French B. Effect of fuel injection processes on the structure of diesel sprays // SAE Technical Paper. – 1997.

53 Arcoumanis C., Gavaises M. Linking nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection systems // Atom. Sprays. – 1998. – Vol. 8. – P. 307–347.

54 Kong S., Senecal P., Reitz R. Developments in spray modeling in diesel and direct-injection gasoline engines. Oil and Gas Science and Technology // Journal of Applied Mathematics and Physics. – 1999. - Vol. 2, №30. – P. 197–204.

55 Варшавский Г.А. Горение капли жидкого топлива, диффузионная теория. - М.: Гостехиздат, 1945. – 476 с.

56 Агафонов Ф.А., Гуревич М.А., Палеев И.И. К теории горения капли жидкого топлива // Журнал технической физики. - 1957. - Т. 27, №8. - С. 818-823.

57 Daly B.J., Pracht A.E. Numerical study of density current surges // Physics of Fluids. – 1967. – Vol. 11. – P. 15–30.

58 Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. - М.: Наука, 1961. – 491 с.

59 Williams A. Combustion of droplets of liquid fuels: review // Combust. Flame. – 1973. - Vol. 21. – P. 1-31.

60 Григорьев Ю.М., Хайкин Б.И., Троян Н.М., Мержанов А.Г. К теории испарения и воспламенения капли ВВ // ФГВ. - 1968. - № 4. – 526 с.

61 Гуревич М.А., Степанов А.М. Диффузионное горение капли жидкого горючего в смеси двух окислителей // ФГВ. - 1970. - №2. – 243 с.

62 Ваганов Д.А. О диффузионном режиме горения капли топлива // ФГВ. - 1973. - №6. – 834 с.

63 Гремячкин В.М., Истратов А.Г., Лейпунский О.И. Модель горения мелких капель металла // ФГВ. - 1975. - №3. – 366 с.

64 Басевич В.Я., Беляев А.А., Евлампиев А.В., Посвянский В.С., Фролов С.М. Испарение и горение капли углеводородного топлива // Химическая физика. - 2002. - Т. 21, №3. – 58 с.

65 Gopalakrishnan V., Abraham J. Effects of multicomponent diffusion on predicted ignition characteristics of an n-heptane diffusion flame // Combustion and Flame. - 2004. - Vol.136, №4. - P. 557-566.

66 Sussman M., Fatemi E., Smereka P., Osher S. An improved level set method for incompressible two-fluid flows // Computers and Fluids. – 1996. – Vol. 27, №5. – P. 663-680.

67 Curran H. J., Gaffuri P., Pitz P., Westbrook C. K. Comprehensive modeling study of n-heptane oxidation // Combustion and Flame. - 1998. - Vol. 114, №1-2. – P. 149-177.

68 Minetti R., Carlier M., Ribaucour M., Therssen E., Sochet L.R. Rapid compression machine investigation of oxidation and auto-ignition of n-heptane: Measurements and modeling // Combustion and Flame. - 1995. - Vol. 102. - P. 298-309.

69 Dagaut P., Reuillon M., Cathonnet M. Experimental study of the oxidation of n-heptane in a jet stirred reactor from low to high temperature and pressures up to 40 atm. // Combustion and Flame. - 1995. - Vol. 101. - P. 132-140.

70 Griffiths J.F., Halford-Maw P.A., Mohamed C. Spontaneous ignition delays as a diagnostic of the propensity of alkanes to cause engine knock // Combustion and Flame. - 1997. - Vol. 111, №4. - P. 327-337.

71 Baulch D.L., Cobos C.J., Cox R.A. and others. Evaluated kinetic data for combustion modeling // Journal of physical and chemical reference data. - 1995. – Vol. 24, №4. – P. 1609-1630.

72 Liu S., Hewson J.C., Chen J.H. Nonpremixed n-heptane autoignition in unsteady counterflow // *Combustion and Flame*. – 2006. – Vol. 145, №4. – P.730-739.

73 Peters N., Paczko G., Seiser R. and others. Temperature cross-over and non-thermal runaway at two-stage ignition of n-heptane // *Combustion and Flame*. - 2002. - Vol. 128. - P. 38-59.

74 Halstead M.P., Kirsch L.J., Quinn C.P. The autoignition of hydrocarbon fuels at high temperatures and pressures—Fitting of a mathematical model // *Combustion and Flame*. - 1977. - Vol. 30. - P. 45-60.

75 Pilch M., Erdman C. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop // *International Journal of Multiphase Flow*. - 1987. – Vol.13. - P. 741-757.

76 Joseph D.D., Huang A., Candler G. V. Vaporization of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1996. – Vol. 318. – P. 223-236.

77 Kawai T., Sora M., Kiriya H., Yosida N. and others. Fundamental Study of Single Droplet and Droplets Array Combustion with Premixed Gas // *SAE Technical Paper*. – 2002. - 10.4271/2002-01-0648.

78 Harunori N., Isao K., Kenichi I. and others Interactive combustion of two-dimensionally arranged quasi-droplet clusters under microgravity // *Combustion and Flame*. - 2002. – Vol. 129, №4. - P. 392-400.

79 Castanet G., Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Atthasit A., Biscos Y., Lavergne G. Energetic budget on a evaporating monodisperse droplet stream using combined optical methods. Evaluation of the convective heat transfer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2002. - Vol.45, №25. – P. 5053-5067.

80 Mikami M., Oyagi H., Kojima N., Kikuchi M., Wakashima Y., Yoda S. Microgravity Experiments on Flame Spread along Fuel-Droplet Arrays Using a New Droplet-Generation Technique // *Combustion and Flame*. – 2005. - Vol. 141, №3. - P. 241-252.

81 Beale J.C., Reitz R.D. Modeling spray atomization with the kelvin-helmholtz / rayleigh-taylor hybrid model // *Atomization and Sprays*. – 1999. - Vol. 9. – P. 623–650.

82 Dwyer H.A., Nirschl H., Kersch P., Denk V. Heat, mass, and momentum transfer about arbitrary groups of particles // *Proc. of 15th Symposium (International) on Combustion*. – California, 1994. – Vol. 25, №1. – P. 389-395.

83 Law C.K. Recent advances in droplet vaporization and combustion // *Progress in energy and combustion science*. - 1982. - Vol. 8, №3. - P. 171-201.

84 Marberry M., Ray A. K., Leung K. Effect of multiple particle interactions on burning droplets // *Combustion and Flame*. - 1984. - Vol. 57, №3. - P. 237-245.

85 Sivasankaran K., Seetharamu K.N., Natarajan R. Numerical investigation of the interference effects between two burning fuel spheres // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. - 1984. - Vol. 39, №18. - P. 3949-3957.

86 Rangel R.H., Sirignano W.A. Unsteady flame propagation in spray with transient droplet vaporization // *Symposium (International) on Combustion*. – Vol. 22, №1. – 1989. – P. 1931-1939.

87 Kikuchi M., Wakashima Y., Yoda S., Mikami M. Numerical Study on Flame Spread of an n-Decane Droplet Array in Different Temperature Environment under Microgravity // *Proceedings of The Combustion Institute*. – 2005. - Vol. 30. – P. 2001-2009.

88 Dwyer H.A., Stapf P., Maly R. Unsteady vaporization and ignition of a three-dimensional droplet array // *Combustion and Flame*. - 2000. – Vol. 121, №1. - P. 181-194.

89 Chiu H.H., Liu T.M. Group combustion of liquid droplets // *Combustion Science and Technology*. - 1977. - Vol. 17. - P. 127-142.

90 Correa S.M., Sichel M. The group combustion of a spherical cloud of monodisperse fuel droplets // *Proc. 19th Int. Symposium on Combustion*. – Pittsburgh: The Combustion Institute, 1983. – P. 981-991.

91 Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987.- Т. 1. – 464 с.

92 Ryan W., Annamalai K., Caton J. Relation between drop combustion and drop array studies // *Combustion and Flame*. - 1990. – Vol. 80, №3-4. – P. 313-321.

93 Sirignano W.A. Fuel droplet vaporization and spray combustion theory // *Progress in Energy and Combustion Science*. - 1983. - Vol. 9. - P. 291-322.

94 Mandatori P.M., Gülder Ö.L. Soot formation in laminar ethane diffusion flames at pressures from 0.2 to 3.3 MPa // *Proceedings of the Combustion Institute*. – 2011. - Vol. 33. – P. 577-684.

95 Mashayek F., Pandya R.V.R. Analytical description of particle/droplet-laden turbulent flows // *Progress in energy and combustion science*. - 2003. - Vol. 29, №4. - P. 329-378.

96 O'Rourke P.J., Amsden A.A. The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup. – SAE Paper, 1987. – 10 p.

97 Tanner F. X. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays // SAE Technical Paper, 970050, 1997.

98 Nagaoka M., Kawamura K. A Deforming Droplet Model for Fuel Spray in Direct-Injection Gasoline Engines // SAE Technical Paper 2001-01-1225, 2001.

99 Ibrahim E.A., Yang H.Q., Przekwas A.J. Modeling of spray droplets deformation and breakup // *Journal of Propulsion and Power*. – 1993. – Vol. 9, №4. – P. 651-654.

100 Эльтерман В.М. Вентиляция химических производств. – М.: Химия, 1980. - 288 с.

101 Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. - М.: Мир, 1991. – 678 с.

102 Churchill S.W., Chu H.S. Correlating Equation for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1975. –Vol. 18, №9. – P. 1049-1053.

103 Saunders O.A. The Effect of Pressure Upon Natural Convection in Air // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. – 1936. - Vol. 157, № 891. - P. 278-291.

104 Lock G.S.H., de Trotter F.J. Observations on the structure of a turbulent free convection boundary layer // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1968. – Vol. 11, №8. – P. 1225-1232.

105 Warner C.Y., Arpacı V.S. An experimental investigation of turbulent natural convection in air along a vertical heated flat plate // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1968. – Vol. 11, №3. – P. 397-406.

106 Skogsberg M., Dahlander P., Lindgren R., Denbratt I. Effects of Injector Parameters on Mixture Formation for Multi-Hole Nozzles in A Spray-Guided Gasoline DI Engine // SAE Technical Paper. – 2014. – Vol. 7, № 2. – P. 1017-1033.

107 Иноземцев А.А., Нихамкин М.А. Основы конструирования авиационных двигателей и энергетических установок: учебное пособие. - М.: Машиностроение, 2008. – Т. 1. – 207 с.

108 Старцев Н.И. Конструкция и проектирование камеры сгорания ГТД. – Самара: Из-во СГАУ, 2007.–119 с.

109 Вильям А., Дональд Р. Технология переработки нефти. - Ленинград: Химия, 1964. - 609 с.

110 Блинов Е.А. Топливо и теория горения. Раздел – подготовка и сжигание топлива: учебное пособие. – СПб.: СЗТУ, 2007. – 119 с.

111 Rotondi R., Hélie J., Leger C. M., Wigley, G. Multihole gasoline direct injection spray plumes // 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. – Brno, Czech Republic, 2010. – P. 1-14.

112 Askarova A.S, Messerle V.E., Ustimenko A.B., Bolegenova S.A., Maksimov V.Yu. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Journal of Thermophysics and Aeromechanics. 2014. - Vol. 21, №6. - P.747-754.

113 Кузнецов Н.М., Кузнецов А.Н., Блинов Е.А. Топливо. Материальный баланс процесса горения: учебное пособие. - Л.: СЗПИ, 1989. – 86 с.

114 Negro S., Brusiani F., Bianchi G. M. A numerical model for flash boiling of gasoline-ethanol blends in fuel injector nozzles // SAE International Journal of Fuels and Lubricants . – 2011. – Vol. 4. – P. 237-256.

115 Schmidt D.P., Rutland C. J. A new droplet collision algorithm // Journal of Computational Physics. – 2000. – Vol.164, №1. - P. 62-80.

116 Grigoriadis D.G.E., Bartzis J.G., Goulas A. LES of the past rectangular cylinder using the immersed boundary concept // Int. J. Numer. Meth. Fluids. – 2003. – Vol. 41. – P. 615-632.

117 Lalo M., Cartellier A., Gajan P. and Strzelecki A. Use of faraday instabilities to enhance fuel pulverization in airblast atomizers // International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS-2006.– Kyoto, 2006.–Vol.9.– 9 p.

118 Gueyffier D., Li J., Nadim A., Scardovelli R., Zaleski S. Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows // Journal of Computational Physics. – 1999. – Vol. 152. - P. 423-456.

119 Hong M., Cartellier A., Hopfinger E. Atomisation and mixing in coaxial injection // Proc. 4th Int. Conference on Launcher Technology «Space Launcher Liquid Propulsion». - Liege: Belgium CNES Pub., 2002.

120 Gao D., Morley N., Dhir V. Numerical simulation of wavy falling film flow using vof method // Journal of Computational Physics. – 2003. – Vol. 192. – P. 624–642.

121 Eroglu H., Chigier N.A., Farago Z. Coaxial atomizer liquid intact lengths // Pysics of Fluids A. – 1991. - Vol.3, №2. – P. 303-308.

122 Mayer W., Branam R. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet // Experiments in Fluids. – 2004. Vol.36. – P. 528-539.

123 Lasheras J.C., Villermaux E., Hopfinger E.J. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet //Journal of Fluid Mechanics.–1998.–Vol. 4.–P.351–379.

124 Raynal L., Boyer C., Ballaguet J.P. Liquid Holdup and Pressure Drop Determination in Structured Packing with CFD Simulations // The Canadian Journal of Chemical Engineering. – 2004. – Vol.82, Issue 5. – P. 871-879.

125 Villermaux E. Mixing and spray formation in coaxial jets // Journal of propulsion and power. – 1998. - Vol. 14, №5. – P. 807-817.

126 Marmottant P. Atomisation d'un liquide par un courant gazeux. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble–2001.

127 Varga C.M. Initial break-up of a small diameter liquid jet by high-speed gas stream. Ph.D. thesis, UCSD, San Diego, 2002.

128 Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. - Clarendon Press: Oxford University Press, 1961. – 652 p.

129 Rayana M.B. Contribution `a l'etude des instabilit'es interfaciales liquid-gaz en atomisation assist'ee et tailles de

gouttestude des instabilités interfaciales liquid-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes. -Ph.D. thesis, INPG. – 2007.

130 Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 2000. – Vol.32 (1). – P. 275-308.

131 Varga C.M., Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Initial breakup of a small diameter liquid jet by high-speed gas stream // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2003.- Vol. 497. – P. 405–434.

132 Dimotakis P.E. Two-dimensional shear layer entrainment // *AIAA Journal*.–1986. – Vol. 24. – P. 1791–1796.

133 Gorokhovski M., Jouanguy J., Chtab-Desportes A. Stochastic model of the near-to-injector spray formation assisted by a high-speed coaxial gas jet // *Fluid Dynamics Research*. – 2009. – Vol. 41, №3. – 15 p.

134 Hong M. Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquid-gaz // Ph.D. thesis, INPG. – 2003.

135 Gel'fand B.E., Gubin S.A., Kogarko S.M., Komar, S.P. Singularities of the breakup of viscous liquid droplets in shock waves // *Journal of engineering physics and thermophysics*. – 1975. – Vol. 25. – P. 1140–1142.

136 Pilch M., Erdman C.A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop // *International Journal of Multiphase Flow*. – 1987. -Vol.13. – P. 741–757.

137 Kolmogorov A.N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence // *Doklady Akad. Nauk SSSR*. – 1941. – Vol. 32. – P. 16–18.

138 Gorokhovski M. The stochastic sub-grid-scale approach for spray atomization // *Atomization and Sprays*. – 2001. – Vol. 11. - P. 505–519.

139 Wang P., Fröhlich J., Michelassi V., Rodi W. Large-eddy simulation of variable-density turbulent axisymmetric jets

// International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2008. - Vol. 29. – P. 654-664.

140 Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler, T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. – Los Alamos, 1989. – 160 с.

141 Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: Физматлит, 2008. – 368 с.

142 Юн А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений. – Изд. 2-е, испр. и доп. - М.: URSS, 2010. - 349 с.

143 Le H., Moin P., Kim J. Direct Numerical Simulation of Turbulent flow over a Backward // Proceed. of 9th Symp. on Turbulent Shear flows. – Kyoto, 1993. - №13-2.

144 Pope S. Turbulent Flows. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000. – 771 p.

145 Leonard A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows // Advances in Geophysics. – 1975. – Vol. 18. – P. 237-248.

146 Piomelli U. Large eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Science. – 1999. - Vol. 35 (4). – P. 335-362.

147 Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review. – 1963. – Vol. 91. – P. 99–164.

148 Wilcox D. Turbulence Modeling for CFD. – La Canada: DCW Industries, Inc, 1993. – 460 p.

149 Hinze J. O. Turbulence. - New York: McGraw-Hill Publishing Co, 1975. – 404 p.

150 Leithner, R., Müller H. CFD studies for boilers // Second M.I.T. Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics – Cambridge, 2003. - P.172.

151 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maksimov V.Yu., Bekmuhamet A., Ospanova Sh.S. Numerical research of

aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // *Procedia Engineering*. – 2012. - №42. – P. 1250-1259.

152 Askarova A., Bekmukhamet A., Bolegenova S., Beketayeva M.T., Maximov Yu.V., Ospanova Sh.S., Gabitova Z.K. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber // *International Journal of Mechanics*. – 2014. – Vol. 8. – P. 112-122.

153 Messerle V.E., Ustimenko A.B., Askarova A.S., Nagibin A.O. Pulverized coal torch combustion in a furnace with plasma-coal system // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2010. – Vol. 17(3). – P. 435-444.

154 Leithner, R., Müller, H., Heitmüller, R. Dreidimensionale Simulation von Dampferzeuger-Brenn-kammern einschließlich der NO_x-Schadstoffkinetik//VGB-Fachtagung: Dampfkessel und Dampfkesselbetrieb. – Essen, 1993.-152 p.

155 Askarova A.S., Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Beketayeva M.T., Maximov Yu.V., Ospanova Sh.S., Gabitova Z.K. Investigation of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ 420 combustion chamber // *WSEAS Transactions on heat and mass transfer*. – 2014. – Vol. 9. – P. 39-50.

156 Gorokhovski M., Borghi R. Model of soot formation and oxidation in diesel engines // *Journal of diesels, Transactions of SAE*. – 1993, 930075. – P. 3-15.

157 Sabel'nikov V., Gorokhovski M., Baricault N. The extended IEM mixing model in the framework of the composition PDF approach: applications to diesel spray combustion // *Combustion Theory and Modelling*. – 2006. – Vol.10, №1. – P. 155-169.

158 Gorokhovski M., Zamansky R., Vinkovic I. Channel flow LES with stochastic modeling of the subgrid acceleration

// Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases-XII. – Stanford, 2008. – P. 377-386.

159 Stokes G. C. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums. Transactions of the Cambridge Philosophical Society. – 1850. - Vol. 9. – P. 1-86.

160 Boussinesq J. Theory analytique de la chaleur. - Paris: L'Ecole Polytechnique, 1903. – Vol. 2. – 224 p.

161 Maxey M. R., Riley J. J. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow // Physics of fluids A. – 1983. – Vol. 26 (4). –P. 883-889.

162 Macpherson G. B., Nordin N., Weller H. G. Particle tracking in unstructured, arbitrary polyhedral meshes for use in CFD and molecular dynamics // Communications in Numerical Methods in Engineering. - 2009. – Vol. 25. – P. 263-273.

163 Godsave G. A. Studies of the combustion of drops in a fuel spray: the burning of single drops of fuel // Proceedings of International 4th Symposium on Combustion. – Baltimore: Combustion Institute, 1953. – Vol.4. - P. 818-830.

164 Osher S., Sethian J. Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations // Journal of Computational Physics. - 1988. – Vol. 79. – P. 12-49.

165 Nordin N. Complex chemistry modeling of diesel spray combustion // PhD thesis, Chalmers University of Technology, Dept. of Thermo and Fluid Dynamics, Göteborg. – 2001.

166 Crowe C., Sommerfeld M., Tsuji Y. Multiphase flows with droplets and particles // Boca Raton: CRC Press LLC, 1998. – 471 p.

167 Ranz W. E., Marshall W. R. Evaporation from drops //Chemical Engineering Progress.–1952.–Vol.48, №3.–P.141-146.

168 Amsden D.C., Amsden A.A., The KIVA Story: A Paradigm of Technology Transfer // IEEE Transactions on Professional Communication Journal. -1993. – Vol.36 (4). – P. 190-195.

169 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Изучение влияния температуры окислителя на процесс горения впрыска жидкого топлива при высоких давлениях // Сборник материалов II Международной научно-практической конференции «Технические и математические науки: актуальные проблемы и перспективы развития». – Киев, 2013. – С. 30-35.

170 Askarova A., Bolegenova S., Berezovskaya I., Gabitova Z., Nugmanova A., Ospanova Sh. Numerical study of initial temperature influence on the process of combustion of liquid fuel spray at high pressure // Materials of the I International scientific conference «Global science and Innovation». – Chicago, 2013. – P. 380-385.

171 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Численное исследование процесса распыления додекана в зависимости от давления в цилиндрической камере сгорания // Материалы XVI Международной заочной научно-практической конференции «Технические науки – от теории к практике». – Новосибирск, 2012. – С. 22-29.

172 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Рыспаева М.Ж., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Компьютерное моделирование влияния скорости впрыска на процесс горения жидкого углеводородного топлива // Сборник трудов 8-ой Международной научной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование». – Алматы, 2013. – С. 62-63.

173 Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Бекмухамет А., Бекетаева М.Т., Оспанова Ш.С. Численное исследование процессов дисперсии и горения жидких топлив // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. - Алматы, 2012. - № 5(285). – С. 3-7.

174 Болегенова С.А., Бекмухамет А., Оспанова Ш.С., Ергалиева А.Б. Исследование влияния впрыскиваемой

массы жидкого топлива на процессы образования вредных веществ // 19-ая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых. – Архангельск, 2013.- С. 490-491.

175 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Berezovskaya I.E., Ryspayeva M.Zh., Maximov V.Yu., Ospanova Sh.S. Numerical simulation of the influence of the atomization velocity on the liquid hydrocarbon fuel's combustion // Proceedings of the 2013 International conference on Applied Mathematics and Computational Methods in engineering. – Rhodes Islands, 2013. – P. 155-158.

176 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Gorokhovski M.A., Berezovskaya I.E., Ospanova Sh.S. Numerical study of the influence of the spray velocity on the tetradecane's combustion // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – Алматы, 2014. - №3. – С. 32-37.

177 Аскарова А.С., Гороховски М.А., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Численное исследование влияния скорости впрыска на процесс горения жидкого топлива различного вида при высоких давлениях и высоких числах Рейнольдса в цилиндрической камере сгорания // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – Алматы, 2014. - №3. – С. 22-26.

178 Аскарова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Численное моделирование процессов горения двух видов жидкого топлива в зависимости от скорости впрыска //Материалы IX Международной научно-практической конференции «Современные научные достижения – 2013». – Прага, 2013. – С. 29-34.

179 Arcoumanis C., Cutter P., Whitelaw D. S. Heat transfer processes in diesel engines // Institution of Chemical Engineer Trans IChemE. – 1998. – Vol.76. – P.124-132.

180 De Villiers E., Gosman A., Weller H. Large eddy simulation of primary diesel spray atomization // SAE Technical paper, 2004-01-0100. – 2004.

181 Sussman M., Smereka P., Osher S. A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow // Journal of Computational Physics. – 1994. – Vol. 114. – P. 146-159.

182 Herrmann M., Gorokhovski M. An outline of a LES subgrid model for liquid/gas phase interface dynamics // Proceedings of the 2008 CTR Summer Program. – Stanford, 2008. - P. 171-181.

183 Befrui B., Corbinelli G., D'Onofrio M., Varble D. GDI multi-hole injector internal flow and spray analysis // SAE Technical Paper. – 2011. – Vol. 8, issue 1. – P. 1-11.

184 Desjardins O., Pitsch H. A spectrally refined interface approach for simulating multiphase flows // J. of Computational Phys. – 2009. – Vol. 228. – P. 1658–1677.

185 Prospero B., Helie J., Bazile R. PIV measurements of injection pressure effect on gas entrainment in GDI engines // 21st Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. – Mugla, 2007. – P. 1115-1121.

186 Delay G., Bazile R., Charnay G., Nuglisch H. Temporal dependency of air entrainment to liquid flow rate variations for gasoline direct injection sprays // International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – Lisbon, 2004. – P. 1-11.

187 Dahlander P., Lindgren R. Multi-hole injectors for DISI engines: nozzle hole configuration influence on spray formation // SAE International Journal of Engines, 2009. – Vol. 1, issue 1. – P. 115-128.

188 Weller H. G., Tabor G., Jasak H., Fureby C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques // Computers in physics. – 1998. – Vol.12, Issue 6. – P. 620-631.

189 Apte S. V., Mahesh K., Gorokhovski M., Moin P. Stochastic modeling of atomizing spray in a complex swirl injector using large eddy simulation // Proceedings of the Combustion Institute. – 2009. – Vol.32. – P. 2257-2266.

190 Kawano D., Ishii H., Suzuki H., Goto Y., Odaka M., Senda J. Numerical study on flash-boiling spray of multicomponent fuel // Heat Transfer — Asian Research. – 2006. – Vol.35. – P. 369-385.

191 Wood A., Wigley G., Helie J. Analysis of Multi-hole GDI Injectors under Flash Boiling Conditions //17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – Lisbon, 2014. – P. 1-10.

192 Radhakrishnan S., Bellan J. Influence of computational drop representation in LES of a mixing layer with evaporating drops // Computers & Fluids. – 2012. – Vol. 58. – P. 15-26.

193 Rosin P., Rammler E. The laws governing the fineness of powdered coal // Journal of the Institute of Fuel. – 1933. – Vol. 7. – P. 29–36.

194 Khan M.M., Helie J., Gorokhovski M., Wood A., Wigley G., Kashdan J., Dumas J.P., Mojtabi M., Guibert P. Numerical analysis of multihole gasoline direct injection sprays // 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS 2012). - Heidelberg, 2012. – P. 1-12.

195 Wigley G., Mojtabi M., Williams M., Pitcher G, Nuglich H. The Effect of Fuel Properties on Liquid Breakup and Atomization in GDI Sprays // 10th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS, 2006). – Kyoto, 2006. – Vol.6. – P. 53-62.

196 Mojtabi M., Chadwick N., Wigley G., Helie J. The effect of flash boiling on breakup and atomisation in GDI sprays // Proceedings of the 22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. - Como Lake, 2008.– P. 1-9.

197 Zeng W., Xu M., Zhang G., Zhang Y., Cleary D.J. Atomization and vaporization for flash-boiling multi-hole sprays with alcohol fuels // *Fuel*. – 2012. – Vol.95. – P. 287-297.

198 Zhang M., Xu M., Zhang Y., Zhang G. High-speed PIV evaluation of fuel sprays under superheated conditions // 14th ILASS-Asia. – Jeju, 2010. – P. 105-111.

200 Zhang M., Xu M., Zhang Y., Zhang G. et. al. Flow field evaluation of superheated fuel sprays using high-speed PIV // *SAE Technical Papers*. – 2011. - P. 1880-1890.

201 Zhang M., Xu M., Zhang Y., Zhang G. et. al. Flow field evaluation of superheated fuel sprays from multi-hole injector using high-speed PIV // *SAE Technical Papers*. – 2012. – P. 457-467.

202 Zhang M., Xu M., Zhang Y. Macroscopic characterization of flash boiling sprays using laser induced exciplex fluorescence technique from a multi-hole DI injector // 14th ILASS-Asia. – Jeju, 2010. – P. 112-118.

203 Zeng W., Xu M., Zhang Y., et. al. Laser sheet dropsizing of evaporating sprays using simultaneous LIEF/MIE technique // 14th International Symposium on Combustion. – Warsaw, 2012. – P. 258-266.

204 Prosperi B., Helie J., Bazile R. Experimental Study Of Density Effect On Air Entrainment In Quasi-Steady Gasoline Dense Sprays By F-PIV // 13th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. - Lisbon, 2006. – P. 1-13.