

ВОЕННО-КОСМИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ
имени А.Ф. Можайского

629.194
A516
48843у

А.В. Алпатов

ДВИГАТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ
И ЭНЕРГОСИСТЕМЫ

Курс лекций

Санкт-Петербург
2007

ВОЕННО-КОСМИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ
имени А.Ф. Можайского

629.194
А516
48843у

А.В. Алпатов

**ДВИГАТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ
И ЭНЕРГОСИСТЕМЫ**

Курс лекций



Санкт-Петербург
2007

УДК 629.194
А516

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор *Ю.Н. ЧИЛИН*,
доктор технических наук, профессор *В.А. ПИНЧУК*,
кандидат технических наук, доцент *А.Я. СОЛЯР*

А516 Алпатов А.В.

Двигательные установки и энергосистемы: курс лекций/
А.В. Алпатов.– СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2007. –
392 с.

Курс лекций составлен в соответствии с учебной программой дисциплины «Двигательные установки и энергосистемы». В лекциях изложены физические основы функционирования ракетного двигателя и его основных агрегатов.

Книга предназначена для самостоятельной работы курсантов, обучающихся по механическим специальностям, с целью закрепления знаний, полученных в ходе лекционных занятий.

УДК 629.194

© ВКА им. А.Ф. Можайского, 2007

Подписано к печати 30.06.07
Заказ 1708

Печ. л. 24,5
Бесплатно

Уч.-изд. л. 24,25

Типография ВКА им. А.Ф. Можайского

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	8
В.1 Роль и место выпускника факультета в эксплуатации и испытаниях ракетно-космической техники. Предмет, цели и порядок изучения учебной дисциплины «Двигательные установки и энергосистемы».....	8
В.2 Принцип реактивного движения и его реализация в ракетном двигателе.....	12
Т Е М А № 1 ТИПЫ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ.....	14
Лекция 1.1 Типы ракетных двигателей.....	14
1.1 Классификация ракетных двигателей.....	14
1.2 Состав ракетного двигателя.....	19
1.3 Параметры внутрикамерных процессов в ракетных двигателях.....	23
1.4 Тяга ракетного двигателя.....	32
Т Е М А № 2 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕРЫ И ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.....	40
Лекция 2.1 Параметры ЖРД.....	40
2.1 Геометрическая степень расширения сопла.....	40
2.2 Коэффициент тяги.....	43
2.3 Энергетические параметры ЖРД.....	48
Лекция 2.2 Режимы работы ЖРД.....	54
2.4 Зависимость удельного импульса ЖРД от основных факторов.....	54
2.5 Понятие о режиме работы сопла.....	59
2.6 Выбор высоты сопла.....	61
Лекция 2.3 Характеристики ЖРД.....	64
2.7 Дроссельные характеристики ЖРД.....	64
2.8 Высотные характеристики ЖРД.....	71

Т Е М А № 3	ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КАМЕРЕ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ.....	75
Лекция 3.1	Термодинамические процессы в камере ракетного двигателя.....	75
3.1	Общие сведения о процессах в камере ракет- ного двигателя.....	75
3.2	Термодинамический расчет камеры сгорания ЖРД.....	80
3.3	Потери в камере сгорания ЖРД.....	83
Лекция 3.2	Горение компонентов ракетного топлива в камере сгорания ЖРД.....	92
3.4	Распыление топлива в камере сгорания ЖРД.....	92
3.5	Испарение и смешение топлива в камере сгорания ЖРД.....	94
3.6	Форсунки ЖРД.....	99
3.7	Неустойчивые рабочие процессы в камере сго- рания ЖРД.....	108
Лекция 3.3	Течение газа в реактивном сопле.....	115
3.8	Общие сведения о расширении газа в сопле.....	115
3.9	Теоретическая и действительная скорости истече- ния газов из сопла ЖРД.....	118
3.10	Газодинамический расчет камеры ЖРД.....	126
3.11	Профилирование сопла ЖРД.....	135
Т Е М А № 4	ОХЛАЖДЕНИЕ КАМЕР РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ.....	145
Лекция 4.1	Теплообмен в камерах ЖРД.....	145
4.1	Физическая модель теплообмена в камере ЖРД.....	145
4.2	Передача тепла от газов к огневой стенке конвек- тивным теплообменом.....	147
4.3	Передача тепла от газов к огневой стенке лучистым теплообменом.....	155

4.4	Общие представления об охлаждении камер ЖРД.....	161
Лекция 4.2	Проточное охлаждение камер ЖРД.....	167
4.5	Основные факторы, влияющие на эффективность теплоотвода при проточном охлаждении камеры ЖРД.....	167
4.6	Температурный режим камеры с проточным регенеративным охлаждением.....	172
Лекция 4.3	Расчет охлаждения камер ЖРД.....	186
4.7	Влияние параметров проточной части канала охлаждения на эффективность охлаждения.....	186
4.8	Расчет температурного режима камеры ЖРД.....	202
Т Е М А № 5 СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА ЖРД.....		210
Лекция 5.1	Простейшие системы подачи топлива ЖРД.....	210
5.1	Общие сведения о системах подачи топлива ЖРД.....	210
5.2	Вытеснительные системы подачи топлива ЖРД.....	211
5.3	Насосные системы подачи топлива ЖРД без дожигания генераторного газа.....	216
Лекция 5.2	Закрытые системы подачи топлива ЖРД.....	223
5.4	Насосные системы подачи топлива ЖРД с дожиганием окислительного генераторного газа.....	223
5.5	Особенности насосных систем подачи топлива ЖРД с дожиганием восстановительного генераторного газа.....	229
Т Е М А № 6 ЛОПАТОЧНЫЕ МАШИНЫ.....		233
Лекция 6.1	Лопаточные машины.....	233
6.1	Принцип действия и классификация лопаточных машин.....	233
6.2	Геометрические параметры рабочего колеса лопаточной машины.....	234
6.3	Кинематические параметры рабочего процесса в лопаточных машинах.....	238

6.4	Основное уравнение лопаточных машин.....	244
Т Е М А № 7 ПРИМЕНЕНИЕ НАСОСОВ В ЖРД.....247		
Лекция 7.1 Насосы в ЖРД.....247		
7.1	Назначение и классификация насосов.....	247
7.2	Устройство и принцип работы центробежного насоса.....	251
7.3	Основные параметры насосов, используемых в системах подачи топлива ЖРД.....	254
Лекция 7.2 Основные положения теории центробежных насосов...261		
7.4	Течение жидкости в рабочем колесе центробежного насоса.....	261
7.5	Подобие насосов.....	271
Лекция 7.3 Кавитация и характеристики центробежных насосов.....279		
7.6	Характеристики центробежных насосов.....	279
7.7	Предотвращение кавитации в насосах ЖРД.....	293
Т Е М А № 8 ПРИМЕНЕНИЕ ТУРБИН В ЖРД.....304		
Лекция 8.1 Турбины в ЖРД.....304		
8.1	Принцип действия и классификация турбин.....	304
8.2	Преобразование энергии в газовых турбинах.....	310
Лекция 8.2 Основные положения теории турбин.....319		
8.3	Течение газа в сопловом аппарате турбины.....	319
8.4	Течение газа в каналах рабочего колеса турбины...326	
8.5	Коэффициенты полезного действия и мощность турбины.....	333
Лекция 8.3 Основные положения теории турбин (продолжение).....339		
8.6	Влияние основных факторов на КПД осевой активной турбины.....	339
8.7	Влияние основных факторов на КПД осевой реактивной турбины.....	342
8.8	Многоступенчатые турбины.....	344

Т Е М А № 9 СОВМЕСТНАЯ РАБОТА АГРЕГАТОВ ЖРД.....	351
Лекция 9.1 Взаимосвязь параметров агрегатов системы подачи топлива при их совместной работе.....	351
9.1 Математическая модель системы подачи топлива ЖРД.....	351
9.2 Максимальное давление в камере сгорания ЖРД....	362
Т Е М А № 1 0 РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ РДТТ.....	368
Лекция 10.1 Особенности РДТТ.....	368
10.1 Устройство, основные параметры и область применения РДТТ.....	368
10.2 Основные типы твердых топлив и зарядов РДТТ....	376
Лекция 10.2 Основные соотношения теории РДТТ.....	380
10.3 Равновесное давление в камере сгорания РДТТ.....	380
10.4 Регулирование вектора тяги РДТТ по величине.....	385
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	391

ВВЕДЕНИЕ

В.1 Роль и место выпускника факультета в эксплуатации и испытаниях ракетно-космической техники. Предмет, цели и порядок изучения учебной дисциплины «Двигательные установки и энергосистемы»

В соответствии с задачами эксплуатации, выпускник 1-го факультета – начальник отделения части запуска обязан участвовать, в числе прочих процессов, в следующих процессах:

- в техническом обслуживании, восстановлении работоспособности и ремонте вооружения;
- во вводе в эксплуатацию, учете, категорировании, продлении сроков эксплуатации, списании, утилизации и извлечении драгоценных металлов;
- в рекламационной работе и работе по бюллетеням;
- в обеспечении авторского и технического надзоров;
- в организации учета, хранения, ведения эксплуатационной документации и во внесении в нее изменений;
- в хранении, перевозке и приеме-передаче вооружения КВ;
- в работе по предупреждению и расследованию происшествий при работах на вооружении КВ и обеспечению безопасной эксплуатации.

Участие во всех перечисленных процессах требует знания устройства и принципов функционирования вооружения, владения методами расчета его основных параметров при анализе испытаний. Для нашей специальности основным объектом эксплуатации являются ракеты-носители и их двигатели. В связи с этим объектом изучения на занятиях по дисциплине «Двигательные установки и энергосистемы» являются двигательные установки ракет-носителей в целом и их основные агрегаты.

Предметом изучения этой дисциплины являются физические законы, лежащие в основе функционирования ракетных двигателей, методы расчета основных параметров двигательных установок при анализе результатов испытаний и способы их улучшения.

Целью изучения дисциплины является формирование теоретических и практических знаний физических законов, лежащих в основе построения двигательных установок и энергосистем (ракетных двигателей), сущности процессов, протекающих в агрегатах и системах при применении двигательных установок по назначению, а также умений и навыков проведения испытаний отдельных агрегатов и систем, обработки результатов испытаний, принятия решения о состоянии двигательной установки.

Учебная дисциплина «Двигательные установки и энергосистемы» изучается в шестом семестре и базируется на знаниях и умениях, полученных при изучении математики, физики, химии, теоретической механики, гидрогазоаэродинамики ЛА, материаловедения, технологии конструкционных материалов, термодинамики и теплопередачи, ракетных топлив. Она и обеспечивает изучение конструкции и прочности ракетных двигателей, теории автоматического регулирования, основ устройства ЛА, надежности и испытаний ЛА, эксплуатации космических средств, основ проектирования, конструирования и производства ЛА.

Основными видами занятий при изучении дисциплины являются лекции, лабораторные работы и практические занятия.

На лекциях изучаются теоретические основы, методы расчета и инженерного анализа основных рабочих процессов, протекающих в агрегатах и системах ДУ, а также зависимость их параметров от условий эксплуатации.

Целью лабораторных занятий наряду с расширением, углублением и закреплением теоретических знаний по наиболее сложным физическим явлениям и внутривдвигательным процессам является приобретение навыков проведения исследований, направленных на экспериментальное определение параметров и технических характеристик агрегатов ДУ, освоение методик и аппаратуры измерений рабочих параметров систем и анализа полученных результатов, отработка командно-организаторских навыков.

Практические занятия проводятся с целью закрепления теоретических знаний и приобретения умений и навыков путем решения конкретных инженерных задач, содержанием которых являются определение, обоснование, задание параметров функционирования систем и агрегатов двигательных установок, оценивание предельных состояний систем, чтение принципиальных пневмогидравлических схем, разработка предложений по улучшению их тактико-технических характеристик.

Наиболее подробно рассматриваются энергетические процессы, происходящие в камере ЖРД, а также в насосах и газовых турбинах. Кратко описаны совместная работа агрегатов ЖРД и основные сведения о работе РДТТ.

Изучение дисциплины заканчивается экзаменом.

Для успешного завершения изучения дисциплины необходимо:

1) на оценку «удовлетворительно»:

- продемонстрировать во время занятий положительное отношение к изучению учебной дисциплины;
- иметь в тетради к моменту экзамена конспекты по всем проведенным занятиям;

- воспроизвести изученный материал на экзамене в основном верно;

- решить задачу и объяснить ее решение.

2) на оценку «хорошо»:

- продемонстрировать во время занятий хорошее отношение к изучению учебной дисциплины;

- иметь в тетради конспекты по всем проведенным занятиям, дополненные результатами его самостоятельной работы;

- воспроизвести изученный материал на экзамене в полном объеме;

- решить задачу и объяснить ее решение.

3) на оценку «отлично»:

- продемонстрировать во время занятий отличное отношение к изучению учебной дисциплины;

- иметь в тетради конспекты по всем проведенным занятиям, дополненные результатами самостоятельной работы, в том числе с дополнительной литературой;

- воспроизвести изученный материал на экзамене в полном объеме, включая вопросы, выделенные для самостоятельного изучения, показывая при этом глубокое понимание материала;

- решить задачу повышенной трудности и объяснить ее решение.

Вывод: успешное освоение учебной дисциплины «Двигательные установки и энергосистемы» является необходимым условием для продолжения подготовки военного инженера – специалиста по эксплуатации ракет носителей и двигателей.

В.2 Принцип реактивного движения и его реализация в ракетном двигателе

В ракетной технике и космонавтике для управляемого движения летательных аппаратов в большинстве случаев используется принцип реактивного движения. Это означает, что силой, движущей летательный аппарат, является реактивная сила, создаваемая при отбрасывании из аппарата некоторой массы, т.е. при истечении струи рабочего тела. Реактивная сила прямо пропорциональна скорости истечения рабочего тела и секундному расходу массы выбрасываемого вещества. Поэтому для создания реактивной силы необходимо иметь запасы выбрасываемой массы и энергии, преобразуемой в кинетическую энергию струи рабочего тела. Двигательная система включает в себя источник энергии и движитель – устройство, создающее тяговое усилие.

Когда говорят «реактивный двигатель», то не подразумевают каких-либо ограничений на используемые источники рабочего тела и энергии. В частности, они могут быть внешними, а не храниться на борту. Так, гидрореактивные и широко распространенные воздушно-реактивные двигатели для создания реактивной струи в основном используют окружающую среду: воду и воздух. Источник энергии может находиться на борту аппарата, но иногда и он может быть внешним, например, им могут быть солнечная энергия или энергия лазерного излучения.

Реактивная струя ракетных двигателей образуется только из веществ, запасенных на аппарате, а внешняя среда при этом не используется. Это относится и к источникам энергии.

Ракетный двигатель – это техническое устройство, предназначенное для создания тяги путем преобразования внутренней энергии топлива, запасенного на борту летательного аппарата, в кинетиче-

скую энергию рабочего тела, отбрасываемого от двигателя в окружающую среду.

Перечислим основные особенности ракетных двигателей:

1. *В ракетном двигателе устройство для преобразования энергии и движитель (устройство, взаимодействующее с окружающей средой и непосредственно приводящее в движение летательный аппарат) – один и тот же агрегат: камера двигателя.* В большинстве двигательных установок других типов это разные агрегаты. Например, двигательная установка дизельной подводной лодки включает в себя собственно двигатель, в котором химическая энергия топлива преобразуется в механическую энергию, и движитель – гребной винт.

2. *Автономность (независимость) двигателя от окружающей среды.* Источник энергии и запас рабочего тела находятся на борту ракеты.

3. *Независимость технических характеристик двигателя от скорости движения летательного аппарата.*

4. *Высокая энергонагруженность всех агрегатов.* Во время работы через устройства подаются большие мощности. Например, мощность турбины двигателя РД-170 – 220 МВт, что сравнимо с мощностью небольшой гидроэлектростанции. В камере сгорания жидкостных ракетных двигателей тепловые потоки достигают 150 МВт/м^2 (больше только при ядерном взрыве).

5. *Высокое конструктивное совершенство и малое отношение массы двигателя к создаваемой им тяге.* Если бы двигатель автомобиля ВАЗ 2108 имел такое же конструктивное совершенство, он бы имел массу не более 8...10 кг.

Вывод: ракетные двигатели представляют собой уникальный класс технических устройств, реализующих принцип реактивного движения. Они являются единственно приемлемыми для использования на ракетах-носителях и не имеют себе равных по степени концентрации в них энергии и степени технического совершенства.

ТЕМА № 1

ТИПЫ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Лекция 1.1

Типы ракетных двигателей

1.1 Классификация ракетных двигателей

Очевидно, что преобразование внутренней энергии рабочего тела в кинетическую энергию продуктов преобразования может осуществляться различными способами. Источники энергии также могут быть разными. Какие существуют варианты выполнения ракетных двигателей? Ответ на этот вопрос будет получен при рассмотрении классификации ракетных двигателей.

Классификация ракетных двигателей проводится по различным признакам.

По виду используемой энергии ракетные двигатели подразделяются на химические и нехимические.

К **нехимическим ракетным двигателям** относятся ядерные ракетные двигатели, солнечные ракетные двигатели и электроракетные двигатели. Сюда же могут быть отнесены ракетные двигатели, использующие в качестве источника энергии потенциальную энергию сжатых газов.

В ядерных ракетных двигателях источником энергии является ядерная реакция деления. Выделившееся в результате реакции тепло передается рабочему телу, прокачиваемому через активную зону реактора, которое затем истекает в окружающую среду. В качестве рабочего тела в таких двигателях целесообразно использовать вещества

с малой молекулярной массой. Примером реализации ядерного ракетного двигателя является созданный КБ Химавтоматики ракетный двигатель РД-0410, предназначенный для использования в качестве двигательной установки космических аппаратов. В качестве рабочего тела в двигателе используется водород с добавкой гексана.

К солнечным относятся ракетные двигатели, в которых рабочее тело нагревается в результате прямого воздействия солнечного излучения. Очевидно, что для достижения высокой эффективности работы такого двигателя солнечное излучение необходимо тем или иным способом концентрировать, поскольку плотность солнечного излучения в космическом пространстве составляет примерно 1360 Вт/м^2 , в атмосфере у Земли – порядка 1000 Вт/м^2 , тогда как только отводимый удельный тепловой поток в камерах ЖРД достигает десятков и сотен МВт/м^2 . Концентраторы солнечного излучения (зеркала или линзы) имеют значительные размеры и массу, поэтому целесообразно использовать солнечные ракетные двигатели только небольших тяг на космических аппаратах и разгонных блоках. На Международном авиакосмическом салоне МАКС-2003 демонстрировался солнечный ракетный двигатель, созданный Исследовательским центром имени Келдыша. Он предназначен для использования на разгонных блоках. В качестве рабочего тела использован водород.

В электроракетных двигателях происходит преобразование электрической энергии в кинетическую энергию рабочего тела. В зависимости от способа этого преобразования электроракетные двигатели могут быть электротермическими, электромагнитными или электроплазменными. Электроракетные двигатели широко используются в качестве двигателей ориентации и стабилизации на американских

космических аппаратах. Предполагается их использование на международной космической станции. В качестве рабочего тела в них используются жидкие металлы. Серьезным преимуществом таких двигателей является высокое отношение создаваемого ими импульса к массе расходуемого рабочего тела. Однако создать на этом принципе преобразования двигателя большой тяги не удастся.

Химические ракетные двигатели в качестве источника энергии используют тепло, выделяющееся при химической реакции горения между горючим и окислителем или при реакции разложения на катализаторе однокомпонентного топлива. По агрегатному состоянию топлива они подразделяются на жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), ракетные двигатели твердого топлива (РДТТ) и гибридные ракетные двигатели (ГРД), у которых один из компонентов (как правило, это горючее) – твердый, а другой (окислитель) – жидкий. Теоретически можно использовать газообразное топливо, однако при этом не удастся достичь необходимой степени концентрации энергии. Исследовательским центром имени Келдыша ведутся работы по созданию гибридного ракетного двигателя, в котором в качестве горючего используется углеводородный полимер, а в качестве окислителя – жидкий кислород. Предполагается, что этот двигатель будет обладать возможностью регулирования тяги в широком диапазоне, так как данные компоненты устойчиво горят при различной скорости подачи окислителя.

Жидкостные ракетные двигатели по числу компонентов ракетного топлива могут быть однокомпонентными, двухкомпонентными или трехкомпонентными. Трехкомпонентными называются двигатели, в которых используются один окислитель и поочередно два горю-

чих, или наоборот. Расчеты показывают, что при использовании большего числа компонентов обеспечение надежности такого двигателя при приемлемой массе и стоимости становится проблематичным.

По типу системы подачи топлива ЖРД и гибридные двигатели подразделяются на двигатели с вытеснительной и двигатели с насосной системой подачи топлива. В вытеснительной системе топливо выдавливается в камеры из баков сжатым газом, а в насосной системе необходимые давление и расход компонентов создаются насосными агрегатами.

По числу камер жидкостные ракетные двигатели подразделяются на однокамерные и многокамерные двигатели, по числу включений – на двигатели однократного и двигатели многократного включения, а по числу применений – на двигатели однократного и двигатели многократного применения.

По назначению ракетные двигатели ракет-носителей и разгонных блоков подразделяются на маршевые, стартовые, рулевые, пусковые и тормозные. Маршевые двигатели служат для создания основной тяги, необходимой для вывода полезного груза на заданную орбиту. Стартовые ракетные двигатели предназначены для повышения начальной тяговооруженности ракеты-носителя и соответствующего снижения необходимой тяги маршевых двигателей. Пусковые двигатели служат для создания усилия, поджимающего компоненты ракетного топлива к днищу топливных баков при необходимости включения двигателя в невесомости. Тормозные ракетные двигатели предназначены для увода отработавших ступеней при разделении ступеней ракеты-носителя или парирования импульса последствия маршевых двигателей после их выключения.

Ракетные двигатели космических аппаратов по назначению подразделяются на маршевые, корректирующие, ориентации и стабилизации, стыковки, пусковые, тормозные и двигатели системы аварийного спасения. Маршевые двигатели космических аппаратов служат для создания тяги, необходимой для перехода космического аппарата на другую орбиту или для движения по межпланетной траектории. Корректирующие ракетные двигатели создают тяговые усилия, необходимые для возврата аппарата на заданную орбиту в случае отклонения. Двигатели ориентации и стабилизации предназначены для управления движением космического аппарата вокруг собственного центра масс и стабилизации его положения относительно центра масс в соответствии с выполняемой задачей. Пусковые двигатели имеют то же назначение, что и на ракетах-носителях. Двигатели стыковки используются для маневрирования при сближении космических аппаратов на орбите, а тормозные – для схода с орбиты при посадке или уничтожении космического аппарата. Двигатели же системы аварийного спасения предназначены для отделения космического аппарата от ракеты-носителя и увода его из опасной зоны в случае аварийной ситуации на стартовой позиции.

Классификация ракетных двигателей может проводиться и по другим признакам, например по величине тяги, по степени расширения газа в сопле и т.д. В процессе изучения дисциплины обучаемые ознакомятся и с этими различиями и их влиянием на конструкцию двигателей.

Вывод: ракетные двигатели – это большой класс технических устройств с различными способами преобразования энергии, различной конструкцией и различным назначением. В данной учебной дис-

циплине подробно рассматриваются жидкостные ракетные двигатели, менее подробно – ракетные двигатели твердого топлива, так как они значительно реже используются на ракетах-носителях и имеют более простое устройство.

1.2 Состав ракетного двигателя

1.2.1 Состав жидкостного ракетного двигателя

Для того чтобы уяснить себе, что такое ракетный двигатель с точки зрения его внутренней структуры, необходимо иметь представление о его составе.

Рассмотрим состав ракетного двигателя на примере наиболее распространенного и наиболее сложного его типа – жидкостного ракетного двигателя (ЖРД).

В состав жидкостного ракетного двигателя, как правило, входят следующие функциональные части (рис. 1.1):

1. Камера двигателя, предназначенная для преобразования топлива в высокоскоростную струю его продуктов сгорания, истекающих в окружающую среду.

2. Система подачи топлива, которая при двухкомпонентном топливе состоит из двух подсистем – системы подачи горючего и системы подачи окислителя и предназначена для подачи компонентов ракетного топлива в камеру с заданным расходом и давлением.

В процессе работы двигателя в полете для достижения требуемой точности выведения необходимо регулировать его тягу. Увеличение тяги ракетного двигателя называется форсированием двигателя, а ее снижение – дросселированием. Функции автоматического управ-

ления ракетным двигателем на современных ракетах-носителях выполняет система управления ракеты-носителя. В составе системы подачи топлива и других систем двигателя имеются клапаны, регуляторы и датчики, участвующие в процессе управления.

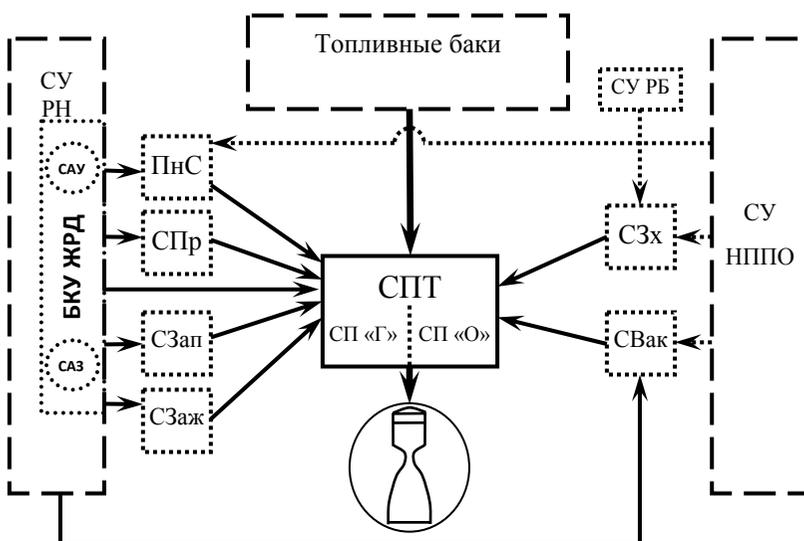


Рис. 1.1 Состав жидкостного ракетного двигателя

Система управления ракеты-носителя выполняет также функции аварийной защиты. Задача аварийной защиты состоит в распознавании опасного состояния и выработке команды на изменение режима работы или выключение двигателя в случае его наступления. Поэтому ракетный двигатель включает датчики и исполнительные органы, предназначенные для выполнения этой задачи. В настоящее время предпринимаются попытки создания автономных систем аварийной защиты и управления для ракетных двигателей, например, в виде бортового комплекса управления ЖРД.

Камера двигателя и система подачи топлива с включенными в них агрегатами системы управления РН всегда входят в состав любого ЖРД.

Рассмотрим подсистемы, которые присутствуют или отсутствуют в составе ЖРД в зависимости от того, какие компоненты ракетного топлива в нем используются и какова программа его функционирования.

Система зажигания предназначена для инициации процесса горения в огневых агрегатах ракетного двигателя. Она входит в состав ЖРД при использовании несамовоспламеняющихся компонентов (например, «кислород + керосин»). На ракетных двигателях используются химический, пиротехнический, электроискровой и электроплазменный способы зажигания.

Система захлаживания предназначена для снижения температуры агрегатов двигателя перед его пуском. Она входит в состав ЖРД при использовании криогенных компонентов (например, «кислород + водород»).

Система продувки предназначена для удаления компонентов ракетного топлива из внутренних полостей двигателя перед его пуском и после выключения. Она входит в состав ЖРД при использовании компонентов, образующих взрывоопасные смеси (например, «кислород + водород»).

Система запуска обеспечивает вывод двигателя на номинальный режим работы. Для этого необходимо раскрутить роторы насосных агрегатов до номинальных скоростей и подать компоненты ракетного топлива в огневые агрегаты. Эта задача может быть решена различными путями. Для раскрутки турбин используются газы, подающиеся

с наземного технологического оборудования, либо пиростартеры – пороховые газогенераторы. Еще одним способом вывода двигателя на номинальный режим является использование вытеснительной подачи топлива в огневые агрегаты – так называемых пусковых бачков. Системы запуска используются на ЖРД с массивными роторами насосных агрегатов.

Пневмосистема предназначена для хранения и подачи сжатых газов (азота, гелия или воздуха) в агрегаты системы автоматического управления (и системы продувки, если она есть). Пневмосистема входит в состав ЖРД при использовании в схеме двигателя агрегатов с пневматическим приводом и (или) при наличии системы продувки. Пневмосистема двигателя может быть подсистемой пневмогидравлической системы ракеты-носителя.

1.2.2 Особенности состава ракетных двигателей твердого топлива

В ракетных двигателях твердого топлива компоненты, естественно, не могут быть самовоспламеняющимися, так как весь запас горючего и окислителя в виде твердой мелкодисперсной смеси при изготовлении двигателя размещается в камере сгорания. Кроме того, в процесс горения твердого топлива после его начала практически невозможно вмешаться, чтобы изменить его параметры. Поэтому в составе РДТТ:

- 1) нет системы подачи топлива;
- 2) нет системы автоматического управления;
- 3) всегда присутствует система зажигания;

4) всегда присутствует система аварийной защиты и выключения, которая предназначена для распознавания опасной ситуации и выключения двигателя в случае ее наступления. Прекращение процесса горения осуществляется снижением температуры или давления в камере. Это достигается заполнением камеры сгорания жидким азотом или открытием сопел противотяги.

Вывод: ракетный двигатель представляет собой сложную систему агрегатов, предназначенных для подготовки компонентов ракетного топлива к преобразованию, преобразования внутренней энергии рабочего тела в кинетическую энергию истекающих продуктов сгорания, контроля и управления этим процессом, а также для обеспечения безопасности собственной работы. В зависимости от рода используемого топлива и назначения двигателя состав его может быть различным.

1.3 Параметры внутрикамерных процессов в ракетных двигателях

Военный инженер-ракетчик должен уметь анализировать техническое состояние и функционирование ракетного двигателя, в том числе важнейшей его части – камеры. Для того чтобы судить об исправности и качестве работы камеры, необходимо опираться на какие-то конкретные величины, которые можно сравнивать с заданными значениями, или анализировать их взаимосвязи. Такими величинами являются параметры внутрикамерных процессов, которые и будут предметом рассмотрения при изучении этого учебного вопроса.

Изобразим упрощенно камеру ЖРД в разрезе (рис. 1.2).

Основными частями камеры являются:

- 1) смесительная головка;
- 2) камера сгорания (т.е. участок между сечениями $k - k$ и $c - c$);

3) реактивное сопло (участок между сечениями с – с и а – а).

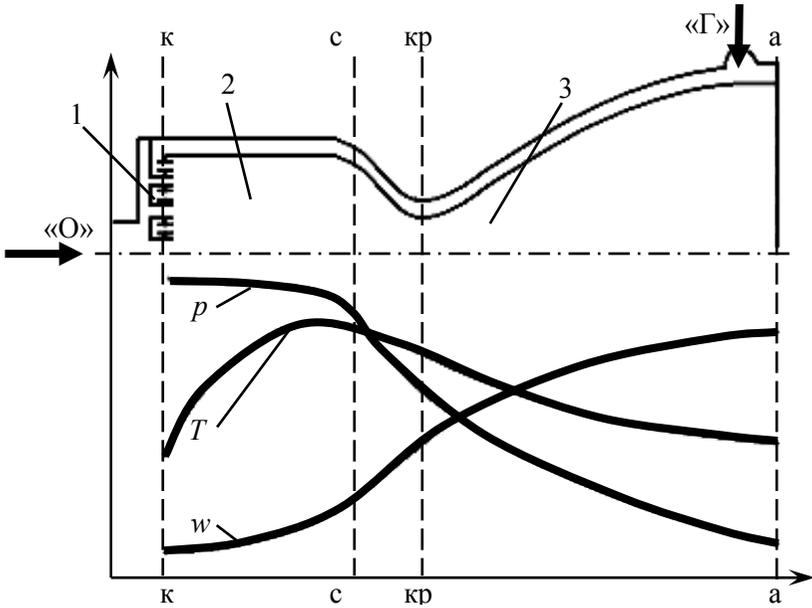


Рис. 1.2 Состав камеры ЖРД и изменение простейших физических параметров по длине камеры работающего двигателя

В смесительной головке размещаются форсунки горючего и окислителя, служащие для впрыска, распыла и смешения компонентов ракетного топлива в камере сгорания.

Камера сгорания предназначена для преобразования химической энергии топлива в тепловую энергию продуктов его сгорания. Будем считать, что камера сгорания имеет наиболее распространенную цилиндрическую форму.

Реактивное сопло служит для преобразования тепловой энергии продуктов сгорания в их кинетическую энергию на выходе из камеры.

Своим критическим сечением $кр - кр$ реактивное сопло делится на две части: сужающуюся дозвуковую часть (участок от сечения $с - с$ до сечения $кр - кр$) и расширяющуюся сверхзвуковую часть (участок от сечения $кр - кр$ до сечения $а - а$).

Сгорание топлива в камере сгорания ЖРД обычно происходит при приблизительно постоянном давлении, которое у современных ЖРД лежит в пределах 4...29 МПа.

Температура продуктов сгорания в камере ЖРД зависит от рода топлива и соотношения компонентов, т.е. химического состава топлива, и обычно составляет 3000...4000 К.

В реактивном сопле происходит расширение продуктов сгорания, благодаря чему их давление и температура снижаются, а скорость, небольшая в начале камеры, к концу её значительно возрастает. Скорость истечения продуктов сгорания из реактивного сопла (в его выходном сечении $а - а$) у современных ЖРД в зависимости от состава топлива и степени расширения газа в сопле составляет 2500...4000 м/с.

Таким образом, в камере ЖРД создается направленный поток продуктов сгорания, приобретающий большое ускорение, что и вызывает создание силы реакции, или тяги камеры, направленной в сторону, противоположную движению этого потока. Эта сила непосредственно воспринимается стенками камеры ЖРД и передается далее через узлы крепления летательному аппарату. Давление, температура и скорость истечения продуктов сгорания – простейшие параметры, характеризующие процессы преобразования энергии в камере. Кроме

этих физических параметров, используются и другие, характеризующие условия, созданные в камере. Рассмотрим следующие из них:

- 1) секундный массовый расход;
- 2) коэффициент массового соотношения компонентов;
- 3) коэффициент избытка окислителя;
- 4) удельный тепловой поток в стенку камеры;
- 5) расходонапряженность поперечного сечения камеры;
- 6) среднее время пребывания топлива в камере сгорания;
- 7) степень расширения газа в сопле;
- 8) расходный комплекс;
- 9) коэффициент тяги;
- 10) показатель адиабаты расширения продуктов сгорания.

Секундный массовый расход – это масса топлива, подаваемого в камеру двигателя в единицу времени. Его принято обозначать латинской буквой m с точкой сверху:

$$\dot{m} = \frac{m}{\Delta\tau} . \quad (1.1)$$

Этот параметр характеризует организацию процесса сгорания топлива в камере ЖРД.

Различают секундный массовый расход горючего – $\dot{m}_г$, секундный массовый расход окислителя – $\dot{m}_о$ и секундный массовый расход топлива (он же – суммарный секундный массовый расход) – $\dot{m}_т$. Очевидно, что они связаны между собой соотношением $\dot{m}_т = \dot{m}_о + \dot{m}_г$.

Единицами измерения секундного массового расхода являются килограмм в секунду или тонна в секунду. В современных маршевых ЖРД ракет-носителей секундные массовые расходы достигают величин от нескольких килограммов в секунду до нескольких тонн в секунду.

Другим параметром, характеризующим процессы в камере сгорания, является соотношение компонентов в камере сгорания. Чаще всего в расчетах используется коэффициент массового соотношения компонентов, обозначаемый буквой K с индексом m . Он представляет собой отношение массы окислителя к массе горючего, находящихся в камере, а при неизменном режиме работы камеры равен отношению секундных массовых расходов окислителя и горючего в камеру:

$$K_m = \frac{m_o}{m_r} = \frac{\dot{m}_o}{\dot{m}_r}. \quad (1.2)$$

Коэффициент массового соотношения компонентов – величина безразмерная. В камеры современных маршевых ЖРД компоненты подаются в соотношениях, характеризующихся следующими величинами коэффициентов массового соотношения компонентов: для пары компонентов «кислород + керосин» – 2,8...2,9, «кислород+водород» – 5...6,7, «азотный тетроксид + несимметричный диметилгидразин» – 2,6...2,7.

Выбор соотношения компонентов определяется соображениями наиболее полного использования теплотворной способности топлива в камере. Соотношение компонентов, при котором в процессе сгорания топлива выделяется наибольшее количество тепла на единицу массы топлива, называется стехиометрическим соотношением ком-

понентов. Стехиометрические соотношения компонентов определяются экспериментально. На практике в ЖРД никогда не используется соотношение компонентов, равное стехиометрическому, так как, во-первых, при высоких значениях температуры продуктов сгорания возникают потери тепла на диссоциацию продуктов сгорания, а во-вторых, стенки камеры сгорания при очень высоких температурах теряют прочность.

Коэффициентом избытка окислителя $\alpha_{\text{ок}}$ называется отношение фактического значения коэффициента соотношения компонентов K_m к стехиометрическому коэффициенту соотношения компонентов, обозначаемому обычно как K_{m0} :

$$\alpha_{\text{ок}} = \frac{K_m}{K_{m0}}. \quad (1.3)$$

Коэффициент избытка окислителя характеризует степень отклонения действительного соотношения компонентов в камере от стехиометрического. Это безразмерная величина, в современных ЖРД, как правило, равна 0,7...0,9.

Удельный тепловой поток в стенку камеры $q_{\text{ст}}$ — это количество тепловой энергии, проходящее при работе двигателя через единицу площади стенки камеры в единицу времени. Этот параметр характеризует тепловой режим, в котором работает конструкция камеры, от которого, в свою очередь, зависит прочность камеры. В наиболее теплонатяженных – критических сечениях камер современных маршевых ЖРД этот параметр достигает величин от 20 МВт/м² для двигателей на паре компонентов «азотная кислота + несимметричный диме-

тилгидразин» до 80 МВт/м^2 («кислород + керосин») и до 120 МВт/м^2 («кислород + водород»).

Расходонапряженность поперечного сечения камеры – это отношение секундного расхода топлива к площади поперечного сечения камеры:

$$j = \frac{\dot{m}_T}{F}. \quad (1.4)$$

Расходонапряженность поперечного сечения камеры характеризует условия смесеобразования в камере и условия теплоотвода в стенки камеры. Если заменим (на основании уравнения расхода) секундный массовый расход произведением $\rho w F$, то получим

$$j = \rho w. \quad (1.5)$$

Произведение ρ на w (плотности на скорость) в газовой динамике называется плотностью тока. Из теории теплообмена известно, что теплоотвод от потока газа в стенки непосредственно зависит от плотности тока и увеличивается с ее возрастанием. Поэтому, в частности, тепловой поток в критическом сечении камер ЖРД всегда наибольший.

Расходонапряженность поперечного сечения камеры измеряется в килограммах на метр квадратный на секунду ($\text{кг/м}^2 \cdot \text{с}$) и в современных маршевых ЖРД достигает значений от десятков до десятков тысяч в зависимости от сечения камеры и типа двигателя. Расходонапряженность в критическом сечении камеры двигателя РД-170 – около $14000 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$.

Коэффициентом тяги камеры ЖРД называется отношение тяги камеры к произведению $p_{0c}F_{кр}$:

$$\kappa_p = \frac{P}{p_{0c}F_{кр}}. \quad (1.6)$$

Произведение $p_{0c}F_{кр}$ иногда называют главной составляющей тяги камеры. По физическому смыслу это – тяга камеры без расширяющейся части сопла.

Как видно, коэффициент тяги – величина безразмерная и физический смысл его ясен: он показывает, во сколько раз тяга камеры больше ее главной составляющей. Иными словами, коэффициент тяги характеризует вклад сверхзвуковой части сопла в создание тяги. Камеры современных маршевых ЖРД имеют значения коэффициента тяги в пределах 1,5...2.

Среднее время пребывания топлива в камере сгорания – это отношение массы вещества, находящегося в камере сгорания, к массовому расходу топлива через камеру сгорания:

$$\tau_{п} = \frac{m_{кc}}{\dot{m}_T}. \quad (1.7)$$

Среднее время пребывания топлива в камере сгорания характеризует условия, созданные в камере сгорания с точки зрения полноты сгорания топлива. Значение $\tau_{п}$, обеспечивающее высокую полноту сгорания, зависит от выбранного способа смесеобразования, природы топлива и параметров рабочего процесса в камере, ее формы. Примерные значения $\tau_{п}$ в камерах современных ЖРД – 0,002...0,006 с.

Степень расширения газа в сопле называется отношение полного давления продуктов сгорания перед соплом (т.е. в сечении камеры с – с) к давлению в его выходном сечении (сечении а – а). Степень расширения газа в сопле обычно обозначается греческой буквой ε (ипсилон):

$$\varepsilon = \frac{P_{0c}}{P_a} . \quad (1.8)$$

Степень расширения газа в сопле – величина безразмерная и в камерах современных маршевых ЖРД достигает значений от сотен до тысяч. Она характеризует полноту преобразования потенциальной энергии продуктов сгорания, образующихся в камере сгорания, в кинетическую энергию струи, истекающей из сопла.

Показатель адиабаты расширения продуктов сгорания – это показатель уравнения, описывающего адиабатический процесс расширения газа:

$$\left(\frac{P_a}{P_c} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{R_a T_a}{R_c T_c} . \quad (1.9)$$

Показатель адиабаты – безразмерная величина. Он характеризует газодинамические свойства продуктов сгорания и зависит от их давления, температуры и газовой постоянной. Поскольку эти последние параметры при течении газа в камере изменяются, в расчетах используется среднее значение показателя адиабаты для того участка камеры, который рассматривается. Значения показателя адиабаты для газов с различным составом, давлением и температурой определены экспериментальным путем и внесены в справочники. Для продуктов

сгорания в камерах современных ЖРД эти значения лежат в пределах 1,15...1,25.

Выводы:

1. Параметры внутрикамерных процессов – это абсолютные или относительные величины, характеризующие термодинамические и газодинамические процессы в камере ЖРД.

2. Знание параметров внутрикамерных процессов и соотношений между ними вооружает военного инженера-ракетчика способностью судить о техническом состоянии и работе камеры ракетного двигателя при испытаниях техники, оценивать эффект принятых технических решений при проектировании и проведении доработок в процессе эксплуатации.

1.4 Тяга ракетного двигателя

Как уже известно, ракетный двигатель предназначен для создания тяги. Поскольку тяга – главное, ради чего создается двигатель, имеет смысл подробно разобраться в том, что такое тяга, как ракетный двигатель её создает и от чего зависит её значение.

Тяга ракетного двигателя – это сила, с которой работающий двигатель воздействует на летательный аппарат, вызывая его перемещение в пространстве.

Представим себе упрощенно ракетный двигатель как камеру, жестко закрепленную на летательном аппарате (рис. 1.3). В этом случае можно рассматривать работающий ракетный двигатель как систему, состоящую из пяти взаимодействующих тел, в системе координат, связанной с летательным аппаратом. Ими являются:

- тело 1 – камера двигателя;

- тело 2 – рабочее тело внутри камеры;
- тело 3 – рабочее тело, выброшенное за пределы камеры;
- тело 4 – атмосферный воздух;
- тело 5 – летательный аппарат (опора).

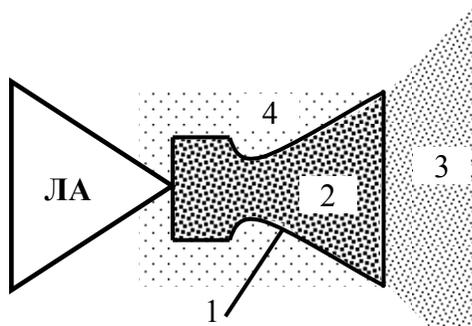


Рис. 1.3 Работающий ракетный двигатель как система из пяти тел

Обозначим сумму сил, действующих на тело 1, как \vec{P}_1 . Поскольку тело 1 (камера) неподвижно в заданной системе координат, то согласно первому закону Ньютона сумма сил, действующих на него, равна нулю:

$$\vec{P}_1 = 0. \quad (1.10)$$

На тело 1 действуют три силы: сила реакции опоры \vec{N} , сила давления атмосферного воздуха (со стороны тела 4) и сила давления газов (со стороны тела 2).

Две последние силы можно заменить сосредоточенными равнодействующими, приложенными к центру масс камеры, – \vec{P}_h и $\vec{P}_в$ (внутренняя). Следовательно,

$$\vec{P}_1 = \vec{N} + \vec{P}_B + \vec{P}_h . \quad (1.11)$$

Тогда

$$\vec{N} + \vec{P}_B + \vec{P}_h = 0 . \quad (1.12)$$

Отсюда

$$\vec{N} = -\vec{P}_B - \vec{P}_h . \quad (1.13)$$

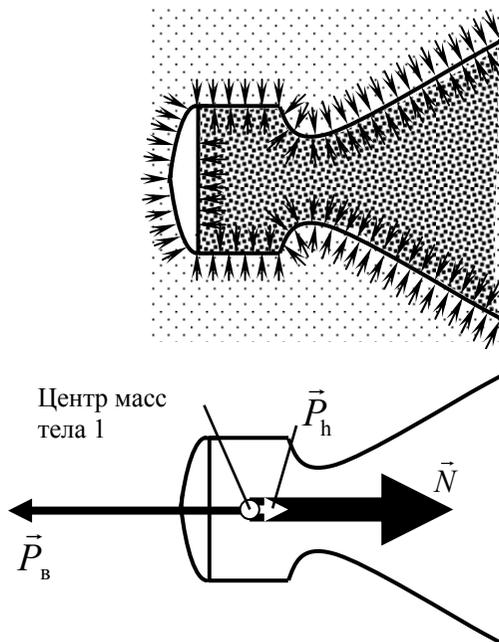


Рис. 1.4 Силы, действующие на тело 1 (камеру двигателя)

Равнодействующую сил давления атмосферы нетрудно рассчитать, исходя из следующих соображений. Поскольку камера двигателя является телом вращения, она симметрична относительно своей центральной оси. Следовательно, радиальные составляющие сил дав-

ления, действующих на камеру, уравнивают друг друга, т.е. их равнодействующая равна нулю. Тогда сила \vec{P}_h по абсолютному значению равна произведению атмосферного давления p_h на площадь проекции камеры на плоскость, перпендикулярную к центральной оси камеры. На рис. 1.4 показано, что эта проекция совпадает с выходным сечением камеры. Следовательно,

$$\vec{P}_h = \overrightarrow{(F_a p_h)}, \quad (1.14)$$

где F_a — площадь среза сопла. Произведение в скобках означает абсолютное значение силы, а стрелка вверх означает векторную величину. Очевидно, что сила \vec{P}_h направлена вдоль оси камеры в направлении, совпадающем с направлением истечения газов из сопла. Таким образом,

$$\vec{N} = -\vec{P}_b - \overrightarrow{(F_a p_h)}. \quad (1.15)$$

Значение силы \vec{P}_b определить немного сложнее. Для этого рассмотрим движение тела 2 – рабочего тела внутри камеры.

Как видно из рис. 1.5, на тело 2 действуют две силы. Во-первых, силы давления со стороны внутренних стенок камеры (тела 1). Для простоты рассуждений заменим эти силы результирующей сосредоточенной силой, приложенной к центру масс тела 2, которую обозначим $\vec{P}_{вст}$ (т.е. внутренняя со стороны стенки). Поскольку камера двигателя является телом вращения, равнодействующая радиальных составляющих сил давления со стороны стенки камеры равна нулю.

Следовательно, сила $\vec{P}_{\text{вст}}$ будет направлена вдоль оси камеры по направлению движения истекающего рабочего тела.

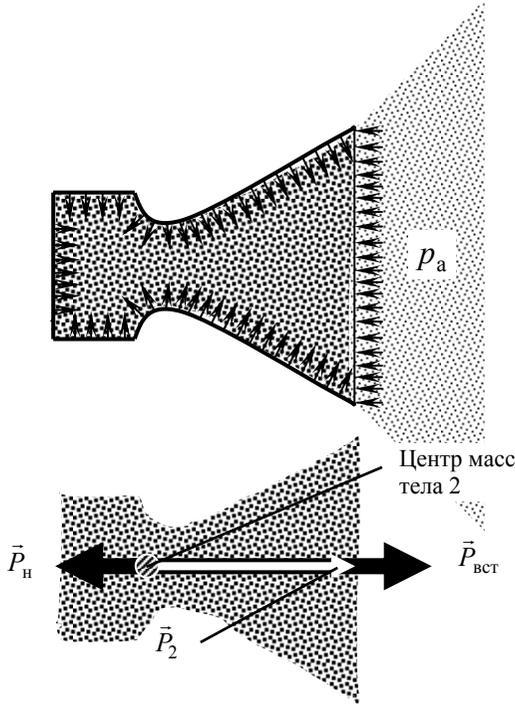


Рис. 1.5 Силы, действующие на тело 2 (газ внутри камеры)

Во-вторых, на тело 2 воздействует тело 3. Если провести воображаемую границу между телами 2 и 3 по срезу сопла (рис. 1.5), то станет очевидно, что на тело 2 со стороны тела 3 действуют силы давления, результирующую которых обозначим \vec{P}_H (наружная).

Сумму сил, действующих на тело 2, обозначим через \vec{P}_2 :

$$\vec{P}_2 = \vec{P}_{\text{вст}} + \vec{P}_H. \quad (1.16)$$

Следовательно,

$$\vec{P}_{\text{вст}} = \vec{P}_2 - \vec{P}_н. \quad (1.17)$$

Сила \vec{P}_2 приводит в движение тело 2. Согласно закону сохранения количества движения (первый закон Эйлера) изменение количества движения тела 2 равно по величине и противоположно по направлению импульсу силы \vec{P}_2 , действующей на это тело.

Импульс силы – это произведение силы на время её воздействия: $\vec{P}_2 \Delta t$. Количество движения – это произведение массы тела на его скорость: $m\vec{w}$. Изменение количества движения тела 2 равно разности между количеством движения в начале камеры (при подаче компонентов ракетного топлива в камеру) и количеством движения в конце действия сил (на срезе сопла). Следовательно, закон сохранения количества движения для тела 2 можно записать в виде

$$\vec{P}_2 \Delta t = -(m\vec{w}_к - m\vec{w}_а) = m\vec{w}_а - m\vec{w}_к, \quad (1.18)$$

где m — масса тела 2; $\vec{w}_к$ и $\vec{w}_а$ — скорость тела 2 (газового потока) на входе в камеру и на выходе из нее соответственно.

Разделив обе части уравнения (1.18) на Δt , получим

$$\vec{P}_2 = \frac{m}{\Delta t} \vec{w}_а - \frac{m}{\Delta t} \vec{w}_к = \dot{m}\vec{w}_а - \dot{m}\vec{w}_к. \quad (1.19)$$

Поскольку скорость компонентов ракетного топлива на входе в камеру ничтожно мала по сравнению со скоростью продуктов сгорания на выходе из сопла, будем считать ее равной нулю. Тогда

$$\vec{P}_2 = \dot{m}\vec{w}_а. \quad (1.20)$$

Теперь несложно получить выражение для силы $\vec{P}_{\text{вст}}$:

$$\vec{P}_{\text{вст}} = \dot{m}\vec{w}_a - \vec{P}_h. \quad (1.21)$$

Сила \vec{P}_h может рассматриваться как равнодействующая, приложенная к центру масс тела 2 и направленная против движения газового потока. Абсолютное значение силы \vec{P}_h можно вычислить как произведение давления на срезе сопла p_a на площадь среза сопла F_a :

$$\vec{P}_h = \overrightarrow{(F_a p_a)}. \quad (1.22)$$

Тогда

$$\vec{P}_{\text{вст}} = \dot{m}\vec{w}_a - \overrightarrow{(F_a p_a)}. \quad (1.23)$$

Поскольку согласно второму закону Ньютона

$$\vec{P}_b = -\vec{P}_{\text{вст}}, \quad (1.24)$$

то

$$\vec{P}_b = -\dot{m}\vec{w}_a + \overrightarrow{(F_a p_a)}. \quad (1.25)$$

Подставив выражение (1.25) в выражение (1.15), получим

$$\vec{N} = \dot{m}\vec{w}_a - \overrightarrow{(F_a p_a)} - \overrightarrow{(F_a p_h)}. \quad (1.26)$$

Согласно второму закону Ньютона сила реакции опоры равна по величине и противоположна по направлению тяге, создаваемой двигателем:

$$\vec{P} = -\vec{N}. \quad (1.27)$$

Следовательно,

$$\vec{P} = -\dot{m}\vec{w}_a + \overrightarrow{(F_a p_a)} + \overrightarrow{(F_a p_h)}. \quad (1.28)$$

Выражение (1.28) запишем в проекциях на направление движения летательного аппарата, в данном случае совпадающее с направлением тяги двигателя:

$$P = \dot{m}w_a + F_a(p_a - p_h). \quad (1.29)$$

В результате получена формула тяги ракетного двигателя. Из этой формулы следует, что тяга ракетного двигателя тем больше, чем больше секундный массовый расход топлива в камеру, скорость истечения газов на срезе сопла, площадь среза сопла, давление газов на срезе сопла и чем меньше давление окружающей среды.

При работе двигателя в атмосфере на камеру воздействует атмосферное давление. Величина атмосферного давления p_h зависит от высоты полета летательного аппарата h . На достаточно большой высоте от поверхности земли $p_h = 0$. Следовательно, формула тяги ракетного двигателя в пустоте будет иметь вид

$$P_{\text{п}} = \dot{m}w_a + F_a p_a. \quad (1.30)$$

Выводы:

1. Тяга ракетного двигателя складывается из двух составляющих: импульсной $\dot{m}w_a$ и составляющей сил давления $F_a(p_a - p_h)$. Она зависит от секундного массового расхода топлива в камеру, скорости истечения газов на срезе сопла, площади среза сопла, давления газов на срезе сопла и давления окружающей среды.

2. Знание формулы тяги ракетного двигателя дает военному инженеру-ракетчику возможность рассчитывать параметры, которыми должен обладать ракетный двигатель для создания заданной тяги.

ТЕМА № 2

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕРЫ И ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Лекция 2.1

Параметры ЖРД

2.1 Геометрическая степень расширения сопла

Геометрической степенью расширения сопла называется отношение площади выходного сечения сопла к площади его критического сечения.:

$$\bar{F}_a = \frac{F_a}{F_{кр}}$$

Поясним, для чего нужны два параметра, характеризующие расширение.

Степень расширения газа в сопле ε – это физический параметр, характеризующий изменение параметров потока продуктов сгорания.

Геометрическая степень расширения сопла \bar{F}_a — это геометрический параметр камеры, характеризующий условия расширения газа в сопле.

Иными словами, эти параметры относятся к разным объектам и к разным их свойствам. Тем не менее в камере работающего ЖРД эти параметры однозначно между собой связаны. Выясним, в каком соотношении они находятся.

Из уравнения непрерывности газового потока, представляющего собой запись закона сохранения массы, или равенства расходов через сечения а – а и кр – кр

$$F_{кр} \rho_{кр} w_{кр} = F_a \rho_a w_a, \quad (2.1)$$

где $\rho_{кр}$ и ρ_a – плотность; $W_{кр}$ и W_a – скорость газа в критическом и выходном сечениях реактивного сопла соответственно, следует, что

$$\frac{F_a}{F_{кр}} = \bar{F}_a = \frac{\rho_{кр} W_{кр}}{\rho_a W_a}. \quad (2.2)$$

Скорость газа в критическом сечении сопла равна местной скорости звука, то есть

$$W_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R_c T_{0c}}, \quad (2.3)$$

где R_c – газовая постоянная продуктов сгорания в сечении с – с; T_{0c} – температура заторможенных продуктов сгорания в сечении с – с; k – средний показатель адиабаты процесса расширения газа.

Скорость истечения из сопла w_a может быть определена по известной формуле газовой динамики для сверхзвукового течения газа:

$$w_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R_c T_{0c} \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (2.4)$$

Заметим, что $\frac{p_a}{p_{0c}} = \frac{1}{\varepsilon}$. Тогда, разделив выражение (2.3) на выражение (2.4), получим

$$\frac{W_{кр}}{W_a} = \frac{\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}. \quad (2.5)$$

На основании уравнений адиабаты для всего сопла и для его докритической части можем записать:

$$\frac{\rho_{\text{кр}}}{\rho_a} = \left(\frac{P_{\text{кр}}}{P_a} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{P_{\text{кр}} P_{0c}}{P_{0c} P_a} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{P_{\text{кр}}}{P_{0c}} \varepsilon \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2.6)$$

Поскольку для течения газа в докритической части сопла справедливо выражение

$$\frac{P_{\text{кр}}}{P_{0c}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (2.7)$$

то, подставив выражения (2.5), (2.6) и (2.7) в выражение (2.2), получим

$$\bar{F}_a = \frac{\varepsilon^{\frac{1}{k}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{1 - \varepsilon^{\frac{1-k}{k}}}}. \quad (2.8)$$

Изобразим на графике (рис. 2.1) зависимость, определяемую формулой (2.8). Характер кривой позволяет сделать *первый вывод*: в работающем ЖРД геометрическая степень расширения сопла и степень расширения газа в сопле связаны между собой однозначно. То есть при заданном значении среднего показателя адиабаты k степень расширения газа в сопле ε однозначно определяется геометрической степенью расширения газа в сопле. Иными словами, для сопла с неизменной геометрией (при $\bar{F}_a = \text{const}$) при заданном значении среднего показателя адиабаты степень расширения газа в сопле является величиной постоянной.

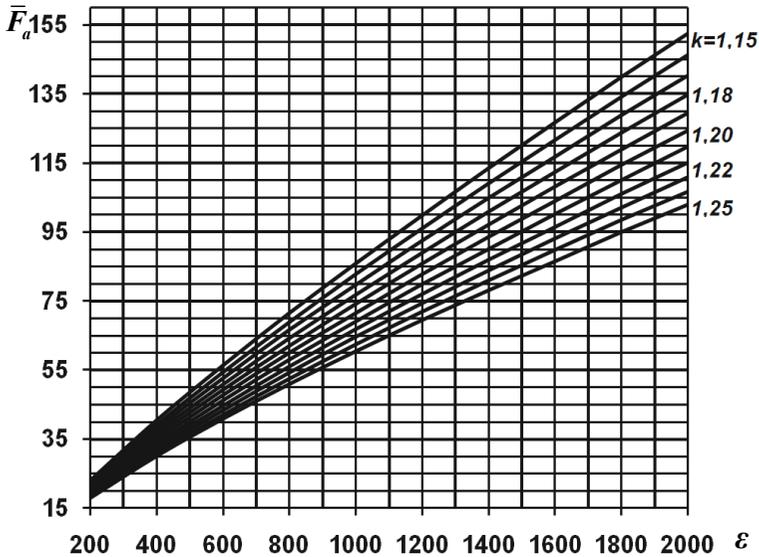


Рис. 2.1 Зависимость геометрической степени расширения сопла от степени расширения газа в сопле и показателя адиабаты процесса расширения

При больших значениях показателя адиабаты кривые зависимости \bar{F}_a от ε будут располагаться ниже. Отсюда следует *второй вывод*: для сопла с неизменной геометрией степень расширения газа в сопле зависит от состава и температуры продуктов сгорания.

2.2 Коэффициент тяги

Для того чтобы оценить роль отдельных частей камеры в создании тяги, удобно ввести специальные величины, отражающие значение этого вклада. Одной из таких величин является коэффициент тяги.

Коэффициентом тяги камеры ЖРД называется отношение тяги камеры к произведению $p_{0c}F_{кр}$:

$$\kappa_p = \frac{P}{p_{0c} F_{кр}}. \quad (2.9)$$

Произведение $p_{0c} F_{кр}$ иногда называют *главной составляющей тяги камеры*. По физическому смыслу это – тяга камеры без расширяющейся части сопла.

Как видно, коэффициент тяги – величина безразмерная и физический смысл его ясен: он показывает, во сколько раз тяга камеры больше ее главной составляющей. Иными словами, коэффициент тяги характеризует вклад сверхзвуковой части сопла в создание тяги.

Для камеры, работающей в пустоте, коэффициент тяги

$$\kappa_{pн} = \frac{P_{п}}{p_{0c} F_{кр}}. \quad (2.10)$$

Подставив в выражение (2.10) формулу тяги в пустоте, получим

$$\kappa_{pн} = \frac{\dot{m}_T w_a}{p_{0c} F_{кр}} + \frac{p_a \bar{F}_a}{p_{0c}}. \quad (2.11)$$

Выясним, от каких параметров зависит *теоретический коэффициент тяги в пустоте*, определяемый при допущении, что течение газа в сопле является адиабатным.

Массовый секундный расход газа через сопло определяется на основании уравнения расхода через критическое сечение сопла:

$$\dot{m}_T = m \frac{p_{0c} F_{кр}}{\sqrt{R_c T_{0c}}}. \quad (2.12)$$

Здесь p_{0c} , T_{0c} и R_c — соответственно давление, температура и газовая постоянная заторможенных продуктов сгорания перед соплом, то есть в выходном сечении камеры сгорания; m — безразмерный коэффициент, введенный для упрощения формулы,

$$m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}, \quad (2.13)$$

где k — показатель адиабаты расширения в дозвуковой части сопла.

Теоретическая скорость истечения из сопла w'_a может быть определена из уже упоминавшейся формулы газовой динамики:

$$w'_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R_c T_{0c} \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (2.14)$$

Тогда после подстановки выражений (2.12), (2.13) и (2.14) в выражение (2.11) и упрощений получим

$$\kappa'_{\text{РН}} = m' \sqrt{1 - \varepsilon^{\frac{1-k}{k}} + \frac{\bar{F}_a}{\varepsilon}}, \quad (2.15)$$

где $m' = m \sqrt{2 \frac{k}{k-1}}$.

Подставив в формулу (2.15) полученное ранее выражение (2.8) для зависимости геометрической степени расширения сопла от ε и упростив формулу, окончательно получим

$$\kappa'_{\text{пн}} = m' \frac{1 - \frac{k+1}{2k} \varepsilon^{\frac{1-k}{k}}}{\sqrt{1 - \varepsilon^{\frac{1-k}{k}}}}. \quad (2.16)$$

Как видно из выражения (2.16), теоретический коэффициент тяги в пустоте зависит от степени расширения газа в сопле (или, что то же самое, от геометрической степени расширения сопла) и от показателя адиабаты k . Графически эта зависимость показана на рис. 2.2.

С увеличением степени расширения газа в сопле теоретический коэффициент тяги в пустоте непрерывно возрастает, стремясь к пределу

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \kappa'_{\text{пн}} = m' = m \sqrt{2 \frac{k}{k-1}}. \quad (2.17)$$

Чем выше значение показателя адиабаты продуктов сгорания, тем меньше вклад сверхзвуковой части сопла в создание тяги.

Для камеры, работающей в атмосфере, теоретический коэффициент тяги оказывается меньше, чем в пустоте:

$$\begin{aligned} \kappa'_p &= \frac{P}{p_{0c} F_{\text{кр}}} = \frac{\dot{m} w_a + p_a F_a - p_h F_a}{p_{0c} F_{\text{кр}}} = \\ &= \frac{\dot{m} w_a + p_a F_a}{p_{0c} F_{\text{кр}}} - \frac{p_h \bar{F}_a}{p_{0c}} = \kappa'_{\text{пн}} - \Delta \kappa'_p, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где

$$\Delta \kappa'_p = \frac{p_h \bar{F}_a}{p_{0c}}. \quad (2.19)$$

Из формулы (2.19) видно, что при постоянных p_h и p_{0c} с увеличением значения геометрической степени расширения сопла (a , следовательно, и ε) значение $\Delta k'_p$ будет расти. Поэтому, если у некоторой камеры ракетного двигателя последовательно увеличивать размеры сверхзвуковой части сопла, то рано или поздно наступит такой момент, когда влияние составляющей $\Delta k'_p$ превысит увеличение коэффициента камеры в пустоте, и тогда коэффициент тяги камеры в атмосфере начнет уменьшаться.

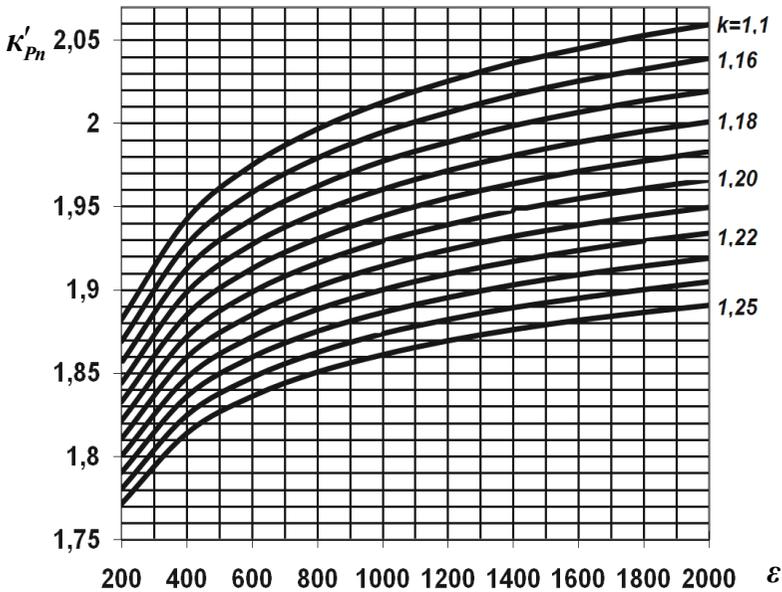


Рис. 2.2 Зависимость теоретического коэффициента тяги в пустоте от степени расширения газа в сопле и показателя адиабаты продуктов сгорания

Таким образом, существует некоторое оптимальное значение степени расширения газа в сопле, при котором теоретический коэффициент тяги камеры будет максимальным. Это значение ε , очевидно, зависит от отношения p_h к p_{0c} : чем оно меньше, тем меньше влияние

$\Delta k'_p$, а следовательно, тем больше оптимальное значение степени расширения газа в сопле. Камеры современных маршевых ЖРД имеют величины коэффициента тяги камеры в пределах 1,5...2.

Вывод: коэффициент тяги является параметром, определяющим роль сопла в создании тяги ЖРД. Его значение зависит от параметров процесса расширения газа в сопле и соотношения давления в камере сгорания и внешнего атмосферного давления. Существует некоторое оптимальное значение степени расширения газа в сопле, при котором теоретический коэффициент тяги камеры будет максимальным.

2.3 Энергетические параметры ЖРД

Результатом работы ракетного двигателя является сообщение летательному аппарату кинетической энергии, необходимой для вывода полезного груза на заданную орбиту. Поэтому военному инженеру-ракетчику важно иметь представление об энергетических возможностях двигателя.

Для сравнения ракетных двигателей по энергетическим возможностям используются такие параметры, как удельный и суммарный импульс.

Для достижения заданной скорости и высоты подъёма в конце активного участка полёта субракеты на этом участке должен быть общён определённый суммарный импульс тяги:

$$I_{\Sigma} = \int_0^{\tau_k} P d\tau, \quad (2.20)$$

где τ_k – время полёта субракеты на активном участке её траектории.

Удельным импульсом называется отношение суммарного импульса тяги, создаваемой двигателем, к массе топлива, расходуемой на его создание:

$$I_y = \frac{I_\Sigma}{m_{\tau\Sigma}}. \quad (2.21)$$

Поскольку условия работы ракетного двигателя могут изменяться, удельный импульс двигателя может рассматриваться как изменяющаяся во времени величина, в каждый момент времени равная отношению тяги, создаваемой двигателем, к секундному массовому расходу, вводимому в камеру. При постоянной тяге можно записать, что

$$I_y = \frac{P\Delta\tau}{m_\tau} = \frac{P}{\dot{m}_\tau}. \quad (2.22)$$

Удельный импульс может рассматриваться как величина, равная отношению тяги двигателя к секундному массовому расходу топлива, вводимому в камеру. Он измеряется в ньютонах, умноженных на секунду и деленных на килограмм (Н·с/кг) или в метрах в секунду (м/с).

Подставляя в выражение (2.22) уравнение тяги, получим

$$I_y = \frac{\dot{m}_\tau w_a + F_a(p_a - p_h)}{\dot{m}_\tau} = w_a + F_a \frac{p_a - p_h}{\dot{m}_\tau}. \quad (2.23)$$

Иногда удельный импульс называют эквивалентной скоростью истечения газа из сопла ($w_{a \text{ экв}}$), а выражение $\frac{F_a}{\dot{m}_\tau} = f_a$ называют удельной площадью выходного сечения сопла.

Удельный импульс характеризует энергетическое совершенство двигателя.

Из уравнения (2.23) следует, что удельный импульс камеры в пустоте (при $p_h=0$)

$$I_{yп} = w_a + F_a p_a, \quad (2.24)$$

а при $p_a = p_h$

$$I_y = w_a. \quad (2.25)$$

Если предположить, что $I_y = \text{const}$, то можно записать выражение

$$I_{\Sigma} = I_y \cdot \dot{m}_t \tau_k = I_y m_{t\Sigma}, \quad (2.26)$$

где $m_{t\Sigma}$ – масса топлива, израсходованного за время τ_k .

Увеличение удельного импульса при заданном расходе топлива приводит к возрастанию тяги, а при заданной тяге – к повышению экономичности, то есть к снижению необходимого расхода топлива.

У современных ЖРД удельный импульс камеры у земли достигает значений 2700...3800 м/с, а в пустоте – 3100...4500 м/с.

Умножив и разделив выражение (2.20) на главную составляющую тяги, выразим удельный импульс через коэффициент тяги:

$$I_y = \frac{P}{p_{0c} F_{кр}} \frac{p_{0c} F_{кр}}{\dot{m}_t} = \kappa_p \frac{p_{0c} F_{кр}}{\dot{m}_t} = \kappa_p \beta. \quad (2.27)$$

Параметр $\frac{p_{0c} F_{кр}}{\dot{m}_t} = \beta$ называют расходным комплексом. Он

имеет такую же размерность, как удельный импульс. Физический смысл расходного комплекса – удельный импульс камеры с реактив-

ным соплом, обрезанным по критическому сечению, то есть без сверхзвуковой части. Подставив в выражение для расходного комплекса уравнение расхода критического сечения сопла

$$\dot{m}_T = m \frac{p_{0c} F_{кр}}{\sqrt{R_c T_{0c}}},$$

получим

$$\beta = \frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{m}, \quad (2.28)$$

где $m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$.

Как видно из выражения (2.8), расходный комплекс зависит от температуры заторможенных продуктов сгорания T_{0c} , газовой постоянной R_c и показателя адиабаты расширения k . Эти величины, в свою очередь, зависят от рода топлива и качества физико-химических процессов, протекающих в камере сгорания. Следовательно, расходный комплекс является параметром, характеризующим влияние на удельный импульс рода топлива и качества процессов, протекающих в камере сгорания.

Представление удельного импульса в виде произведения коэффициента тяги и расходного комплекса удобно тем, что позволяет просто и наглядно определить влияние на удельный импульс в отдельности процессов, протекающих в камере сгорания, и процессов, протекающих в реактивном сопле.

Массовое совершенство двигателя оценивается его удельной массой:

$$m_{\text{д.у}} = \frac{m_{\text{д}}}{P}, \quad (2.29)$$

равной отношению массы двигателя к создаваемой им тяге.

У современных ЖРД удельная масса составляет 0,00065...0,002 кг/Н (0,65...2 кг/кН).

После выключения ЖРД создание тяги прекращается не мгновенно. Во-первых, небольшое количество компонентов ракетного топлива после закрытия клапанов на входе в камеру двигателя остается в трубопроводах и в полостях форсуночной головки камеры. Эти компоненты догорают в камере сгорания, хотя и не в оптимальных условиях. Во-вторых, в рубашке охлаждения камеры остается некоторое количество горючего, которое, испаряясь, истекает через реактивное сопло, также создавая некоторую тягу. Таким образом, после выключения двигателя по указанным причинам он создает некоторый дополнительный импульс (рис. 2.3), который называют *импульсом последействия*.

Создание импульса последействия является нежелательным явлением, так как значение создаваемого импульса не может быть предсказано точно. Непредсказуемость импульса последействия приводит к необходимости дополнительного запаса КРТ на борту РН для компенсации отклонения движения РН от заданной траектории. Чем меньше импульс последействия, тем выше конструктивное совершенство ЖРД.

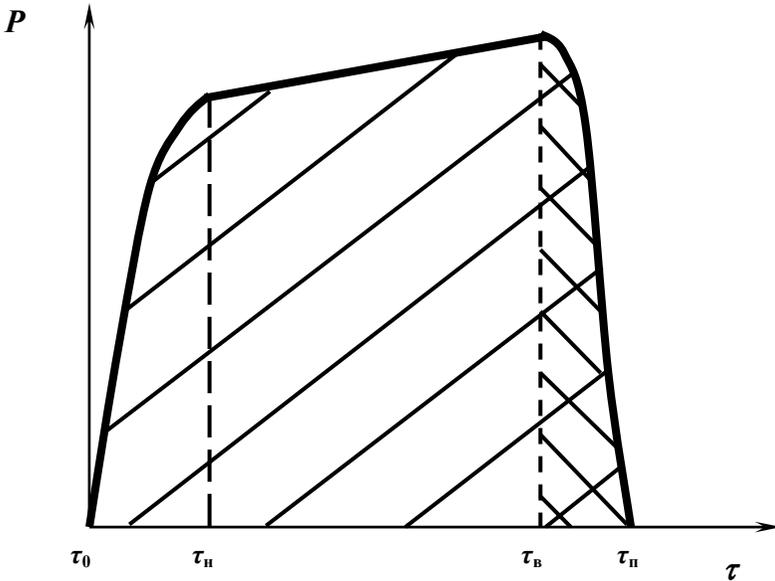


Рис. 2.3 Суммарный импульс и импульс последействия ЖРД:

τ_0 – время подачи команды на включение двигателя; τ_n – время выхода двигателя на номинальный режим работы; τ_v – время подачи команды на выключение двигателя; $\tau_{п}$ – время полного прекращения создания тяги; площадь фигуры под кривой – значение суммарного импульса тяги ЖРД; площадь фигуры с двойной штриховкой – значение импульса последействия

Вывод: энергетические параметры ЖРД – суммарный импульс, удельный импульс, расходный комплекс и импульс последействия – характеризуют энергетическое совершенство двигателя.

Лекция 2.2

Режимы работы ЖРД

2.4 Зависимость удельного импульса ЖРД от основных факторов

Поскольку удельный импульс – важнейший параметр ракетного двигателя, характеризующий степень энергетического совершенства двигателя, военному инженеру-ракетчику необходимо знать, изменением каких факторов можно повлиять на его значение.

Для выяснения влияния различных факторов на удельный импульс представим его в виде произведения коэффициента тяги и расходного комплекса: $I_y = \kappa_p \beta$.

$$\text{Так как } \kappa_p = \frac{P}{p_{0c} F_{кр}} \text{ и } \beta = \frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{m}, \text{ где } m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}},$$

удельный импульс зависит от следующих факторов:

- 1) от рода применяемого топлива;
- 2) от соотношения компонентов топлива;
- 3) от давления газа в камере сгорания;
- 4) от степени расширения продуктов сгорания в реактивном сопле;
- 5) от давления внешней среды.

Влияние рода топлива на удельный импульс

Род применяемого топлива определяет величину произведения $R_c T_{0c}$: газовая постоянная зависит от состава газовой смеси, температура горения и тепловыделение зависят от химических свойств пары компонентов. С ростом $R_c T_{0c}$ растет расходный комплекс, а следовательно, и удельный импульс. Показатель адиабаты в зависимости от рода топлива изменяется незначительно, и поэтому коэффициент тяги

при постоянном значении степени расширения газа в сопле слабо зависит от рода топлива. Из наиболее распространенных пар компонентов наименьший расходный комплекс обеспечивает пара «азотный тетроксид + несимметричный диметилгидразин» – до 1760 м/с, наибольший – «кислород + водород» – до 2430 м/с, промежуточное положение занимает пара компонентов «кислород + керосин» – до 1840 м/с.

Влияние соотношения компонентов на удельный импульс

Величина удельного импульса очень чувствительно изменяется с изменением соотношения компонентов топлива. Это происходит вследствие сильной зависимости энерговыведения при химической реакции горения от соотношения компонентов и вследствие влияния на преобразование энергии диссоциации продуктов сгорания.

Максимум удельного импульса получается обычно при недостатке окислителя, т.е. при коэффициенте избытка окислителя $\alpha_{ок} < 1$. Это объясняется следующими причинами (рис. 2.4):

1. Максимум температуры сгорания при отсутствии диссоциации должен быть при $\alpha_{ок} = 1$, так как при $\alpha_{ок} > 1$ тепло, выделяющееся при сгорании топлива, частично затрачивается на нагрев излишнего окислителя, не участвующего в реакции, а при $\alpha_{ок} < 1$ имеют место потери тепла из-за химической неполноты сгорания топлива.

2. При наличии диссоциации (т.е. в реальности) часть тепла затрачивается на разрыв молекул. Однако потери на диссоциацию при разных значениях $\alpha_{ок}$ различны. При $\alpha_{ок} < 1$ увеличивается содержание в продуктах сгорания продуктов неполного окисления (СО, Н₂), более устойчивых против диссоциации, чем продукты полного сгорания (СО₂, Н₂О и т.п.), содержание которых уменьшается. Поэтому потери тепла на диссоциацию при снижении $\alpha_{ок}$ уменьшаются.

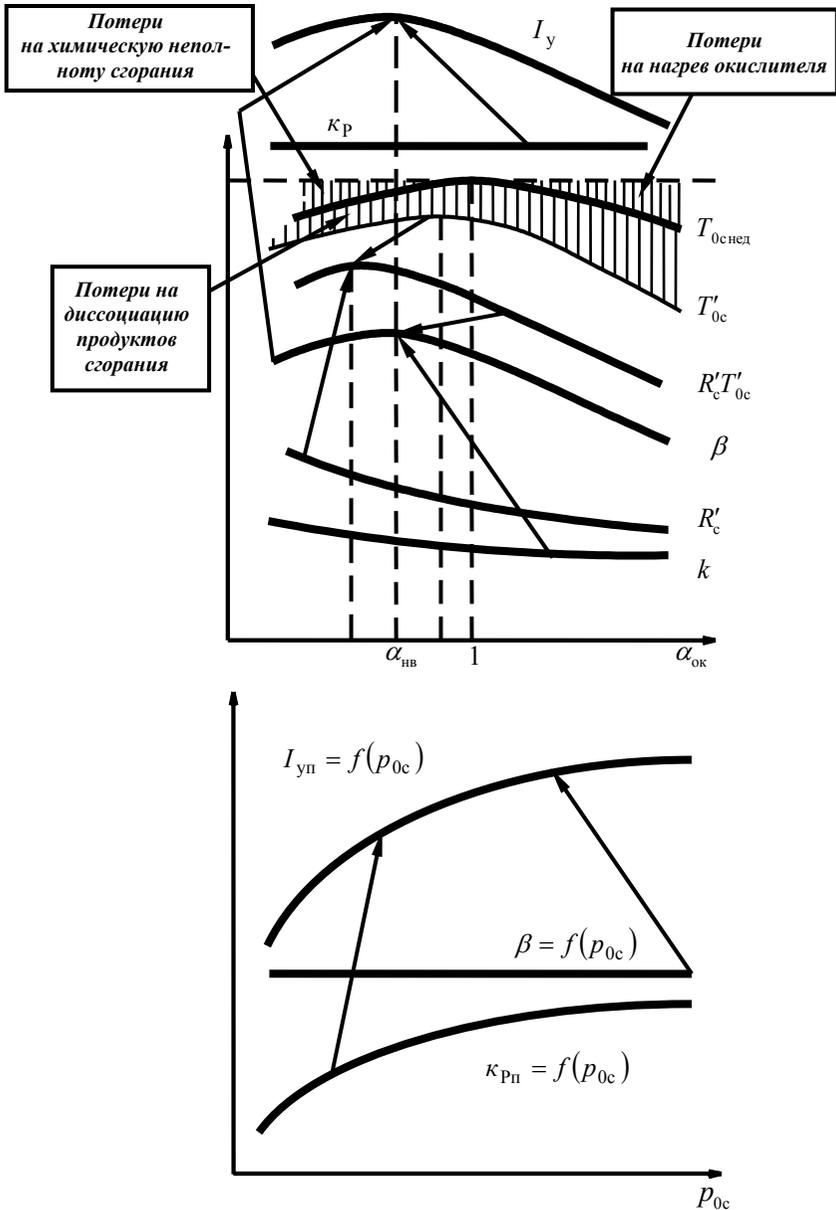


Рис. 2.4 Зависимость удельного импульса ЖРД от соотношения компонентов и от давления в камере сгорания

3. Одновременно при снижении $\alpha_{\text{ок}}$ увеличивается газовая постоянная R_c , так как продукты неполного сгорания имеют меньшую молекулярную массу. Поэтому произведение $R'_c T'_{0c}$ имеет максимум еще левее.

4. По этой же причине при снижении $\alpha_{\text{ок}}$ несколько увеличивается показатель адиабаты k . Это приводит к возрастанию коэффициента m в формуле расходного комплекса, однако это возрастание незначительно. Следовательно, зависимость β от $\alpha_{\text{ок}}$ имеет максимум чуть правее, чем зависимость $R'_c T'_{0c}$ от $\alpha_{\text{ок}}$.

5. Также незначительным является влияние возрастания показателя адиабаты на снижение коэффициента тяги.

Перечисленные причины приводят к тому, что при прочих равных условиях удельный импульс максимален при значениях $\alpha_{\text{ок}}$ несколько меньше единицы.

Значение коэффициента избытка окислителя, при котором удельный импульс камеры является наибольшим, называется наивыгоднейшим и обозначается $\alpha_{\text{нв}}$. Как уже известно, для современных маршевых ЖРД $\alpha_{\text{нв}}$ находятся в пределах 0,7...0,9.

Влияние давления газа в камере сгорания на удельный импульс

С ростом давления в камере сгорания несколько уменьшается степень диссоциации продуктов сгорания. Это приводит к снижению потерь на диссоциацию, и с ростом давления максимум температуры будет смещаться в сторону $\alpha_{\text{ок}} = 1$. Однако это смещение незначительно. Например, при увеличении p_{0c} с 5 до 15 МПа (втрое, т.е. на 200%) рост расходного комплекса не превышает 1...2%.

Более значительным является влияние $\alpha_{ок}$ на коэффициент тяги. У двигателя с неизменной геометрией сопла степень расширения газа в сопле при изменении давления в камере сгорания практически не изменяется, так как показатель адиабаты изменяется слабо. Следовательно, коэффициент тяги в пустоте мало зависит от давления в камере сгорания. При работе двигателя в атмосфере на заданной высоте ($p_h = \text{const}$) с увеличением давления $p_{0с}$ коэффициент тяги будет непрерывно возрастать за счет уменьшения его наружной составляющей

$$\Delta \kappa_p = \frac{p_h F_a}{p_{0с} F_{кр}}.$$

Влияние степени расширения газа в сопле и давления окружающей среды на удельный импульс

Степень расширения газа в сопле и высота полета не влияют на расходный комплекс. Влияние же на коэффициент тяги значительно и было рассмотрено выше.

Задание на самоподготовку. Записать в тетради ответы на вопросы:

1. Как изменяется удельный импульс при увеличении давления в камере сгорания?
2. Как изменяется удельный импульс при увеличении высоты полета?
3. При каком значении p_a при постоянных $p_{0с}$ и p_h удельный импульс двигателя максимален?

Вывод: удельный импульс зависит от рода применяемого топлива, от соотношения компонентов топлива, имея максимум при $\alpha_{ок} < 1$, от давления газа в камере сгорания и степени расширения продуктов сгорания в реактивном сопле, возрастая при их увеличении и от давления внешней среды, имея максимум в пустоте.

2.5 Понятие о режиме работы сопла

Рассмотрим работу реактивного сопла камеры ракетного двигателя в атмосфере на высоте h . Давление окружающей среды на этой высоте – p_h . При данном показателе адиабаты в зависимости от выбора давления в камере сгорания p_{0c} и геометрической степени расширения сопла $\varepsilon = \frac{p_{0c}}{p_a}$ давление на срезе сопла p_a может быть ниже

p_h , равным p_h или выше p_h .

Если геометрическая степень расширения сопла обеспечивает полное расширение продуктов сгорания до внешнего давления, т.е.

$p_a = p_h$ и $\varepsilon = \frac{p_{0c}}{p_h}$, то такой режим работы сопла называется расчет-

ным.

Если геометрическая степень расширения сопла недостаточна для полного расширения продуктов сгорания до высшего давления,

т.е. $p_a > p_h$ и $\varepsilon = \frac{p_{0c}}{p_a} < \frac{p_{0c}}{p_h}$, то сопло работает на нерасчетном ре-

жиме с недорасширением газа.

Если геометрическая степень расширения сопла больше, чем это требуется для полного расширения продуктов сгорания до внешнего

давления, т.е. $p_a < p_h$ и $\varepsilon = \frac{p_{0c}}{p_a} > \frac{p_{0c}}{p_h}$, то сопло работает на нерас-

четном режиме с перерасширением газа.

Изобразим реактивные сопла ЖРД с одним и тем же давлением в камере сгорания, которые при данном давлении окружающей среды

работают с недорасширением газа, на расчетном режиме и с перерасширением газа (рис. 2.5).

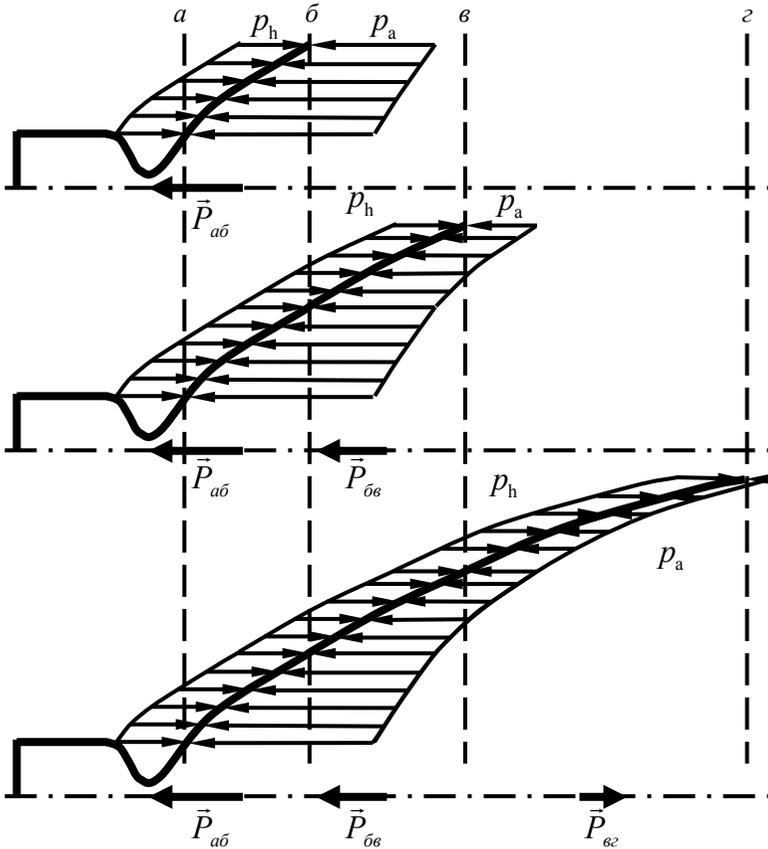


Рис. 2.5 Режимы работы сопла ЖРД

Если не учитывать потери энергии газового потока на трение о стенки сопла, то камера ЖРД развивает наибольшую тягу и удельный импульс на расчетном режиме. Физически это объясняется тем, что при замене сопла, работающего на расчетном режиме, соплом, рабо-

тающим на режиме недорасширения, сопло с недорасширением оказывается меньше на участок $b\delta$, создающий положительную тягу $P_{b\delta}$.

Если же сопло, работающее на расчетном режиме, заменить соплом с недорасширением, то добавляется участок δz , создающий отрицательную тягу $P_{\delta z}$. В реальности тяга и удельный импульс при прочих равных условиях получаются максимальными, если давление на срезе сопла немного превышает давление окружающей среды, т.е. когда сопло работает с некоторым недорасширением. Это объясняется тем, что с возрастанием длины сопла возрастают и потери энергии на трение, т.е. снижаются тяга и удельный импульс. Иными словами, с учетом трения укороченное сопло оказывается энергетически более выгодным.

Вывод: реактивное сопло ракетного двигателя с неизменной геометрией может работать на режимах недорасширения, перерасширения или на расчетном режиме. Наиболее энергетически выгодным является расчетный режим работы сопла.

2.6 Выбор высотности сопла

Поскольку трудно создать сопло с изменяемой геометрией, которое было бы достаточно надежным, в подавляющем большинстве случаев сопла ЖРД имеют фиксированную степень расширения. Очевидно, что в полете давление окружающей среды изменяется (уменьшается) и, следовательно, большую часть времени сопло реального ЖРД работает на нерасчетных режимах.

Высоту, на которой давление на срезе сопла p_a равно p_h , иногда называют высотностью сопла. Это название отражает тот факт, что

сопла ЖРД создают такими, чтобы они обеспечивали создание максимальной средней тяги и максимального среднего удельного импульса на определенном участке полета летательного аппарата по высоте.

Выясним, из каких соображений выбирают высоту сопла.

Очевидно, что при фиксированной геометрии сопла на участке полета от высоты h_1 до высоты h_2 , если выбрать p_a меньше p_{h1} , но больше p_{h2} , то сначала сопло будет работать на режиме перерасширения газа, затем пройдет через расчетный режим и выйдет на режим с недорасширением.

На режиме перерасширения, поскольку скорость продуктов сгорания сверхзвуковая, за соплом под действием противодавления $p_h > p_a$ поток тормозится с образованием системы скачков уплотнения, в которых давление повышается до внешнего.



Рис. 2.6 Вход скачков уплотнения в реактивное сопло

Если давление на срезе сопла меньше $(0,3 \dots 0,4)p_h$ ($0,2p_h$ для водородных ЖРД), то, как показывает опыт, пограничный слой под дей-

ствием внешнего давления разбухает и отрывается от стенок сопла (рис. 2.6). Чем меньше отношение давлений $\frac{p_a}{p_h}$, тем ближе к критическому сечению сопла перемещается сечение $x - x$, в котором происходит отрыв потока от стенок сопла, и тем глубже в сопло входит система скачков уплотнения. При этом возможно возникновение колебаний сопла, которые могут привести к его разрушению.

Следовательно, давление на срезе сопла должно быть не меньше $0,4p_{h \max}$ ($0,2p_{a \max}$ для ЖРД на водороде), где $p_{h \max}$ – максимальное значение давления окружающей среды на данном участке полета. Это – первое условие выбора p_a .

Второе условие – максимальное значение среднего удельного импульса ЖРД на данном участке полета. Для этого выбирают расчетное значение p_a примерно посередине между $p_{h \max}$ и $p_{h \min}$ для данного участка полета.

Вывод: поскольку из соображений надежности подавляющее большинство ЖРД имеет сопла с неизменной геометрией, необходимо при проектировании ЖРД выбрать расчетную высоту (или высоту) сопла и соответствующее ей давление газов на срезе сопла. Выбор осуществляется из условий исключения отрыва газового потока от стенок сопла и максимального удельного импульса.

Лекция 2.3

Характеристики ЖРД

2.7 Дроссельные характеристики ЖРД

2.7.1 Понятие о характеристиках ракетного двигателя

Характеристиками ракетного двигателя называются зависимость тяги и зависимость удельного импульса РД от параметров, которые в условиях эксплуатации двигателя могут изменяться независимо друг от друга.

Таковыми параметрами для ЖРД с неизменной геометрией реактивного сопла являются соотношение компонентов топлива K_m , секундный массовый расход топлива \dot{m}_T и давление окружающей среды p_h .

В условиях эксплуатации ЖРД соотношение компонентов обычно стремятся поддерживать постоянным, так как оно существенно влияет на экономичность двигателя (т.е. на удельный импульс). Кроме того, с точки зрения безопасности необходимо обеспечить одновременную выработку горючего и окислителя из баков. Изменение соотношения компонентов слабо влияет на тягу ЖРД, так как расходный комплекс β при постоянном давлении в камере сгорания p_{0c} пропорционален значению $\sqrt{R_c T_{0c}}$, а секундный расход топлива обратно пропорционален этому значению ($P = \kappa_p \beta \dot{m}_T$). В связи с этим при эксплуатации ЖРД регулирование величины развиваемой им тяги осуществляется воздействием регулирующих органов только на рас-

ход топлива, что приводит к изменению давления в камере сгорания p_{0c} .

2.7.2 Понятие о дроссельных характеристиках ЖРД

Зависимость тяги и удельного импульса от расхода топлива на некоторой фиксированной высоте полета при неизменном соотношении компонентов в камере называется дроссельной или расходной характеристикой ЖРД:

$$P = f(\dot{m}_T), \quad (2.30a)$$

$$I_y = f(\dot{m}_T). \quad (2.30б)$$

При построении дроссельной характеристики очень часто в качестве независимого параметра вместо расхода топлива используется давление в камере сгорания p_{0c} , которое при постоянном соотношении компонентов однозначно связано с расходом топлива \dot{m}_T и в широком диапазоне режимов работы практически пропорционально ему. Это делается потому, что давление в камере сгорания p_{0c} при испытаниях и штатной работе ЖРД поддается непосредственному и точному измерению, а расход топлива точно измерить довольно трудно. Тогда дроссельные характеристики могут иметь вид:

$$P = f(p_{0c}), \quad (2.31a)$$

$$I_y = f(p_{0c}). \quad (2.31б)$$

При испытаниях ЖРД дроссельная характеристика определяется экспериментально. Однако она может быть получена и аналитическим путем.

Теоретическая дроссельная характеристика ЖРД рассчитывается при следующих допущениях:

1. Течение газа – адиабатическое.
2. Соотношение компонентов в камере постоянно.
3. Степень диссоциации продуктов сгорания не зависит от значения давления в камере сгорания.
4. Течение газа в реактивном сопле – безотрывное.

2.7.3 Теоретическая дроссельная характеристика ЖРД по тяге

Выразим при принятых допущениях тягу ЖРД через давление в камере сгорания.

Формулу тяги можно представить в виде

$$P = \dot{m}_T w_a + p_a F_a - p_h F_a . \quad (2.32)$$

При неизменном соотношении компонентов и адиабатическом течении газов расход через камеру связан с давлением p_{0c} соотношением

$\dot{m}_T = m \frac{p_{0c} F_{кр}}{\sqrt{R_c T_{0c}}}$, поэтому его можно представить в виде

$$\dot{m}_T = a p_{0c} , \quad (2.33)$$

где

$$a = m \frac{F_{кр}}{\sqrt{R_c T_{0c}}} . \quad (2.34)$$

При неизменной геометрии сопла давление на срезе сопла связано с p_{0c} соотношением

$$p_a = \frac{p_{0c}}{\varepsilon}. \quad (2.35)$$

Тогда формулу тяги можно представить в виде

$$P = ap_{0c}w_a + \frac{1}{\varepsilon}p_{0c}F_a - p_hF_a = A_1p_{0c} - p_hF_a, \quad (2.36)$$

где

$$A_1 = aw_a + \frac{F_a}{\varepsilon}. \quad (2.37)$$

Поскольку при принятых допущениях температура и химический состав продуктов сгорания не зависят от давления в камере сгорания p_{0c} и при неизменном соотношении компонентов постоянны, можно утверждать, что в формуле для a (2.34) все величины постоянны:

$$a = m \frac{F_{кр}}{\sqrt{R_c T_{0c}}} = const. \quad (2.38)$$

При безотрывном течении газов в сопле степень расширения газов однозначно связана с геометрической степенью расширения сопла. Следовательно, степень расширения газа в сопле в нем с изменением p_{0c} не изменяется. Тогда скорость газов на срезе сопла

$$w_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R_c T_{0c} \left(1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} \quad (2.39)$$

также постоянна.

Перечисленные доводы позволяют утверждать, что коэффициент A_1 является постоянной величиной, не зависящей от p_{0c} .

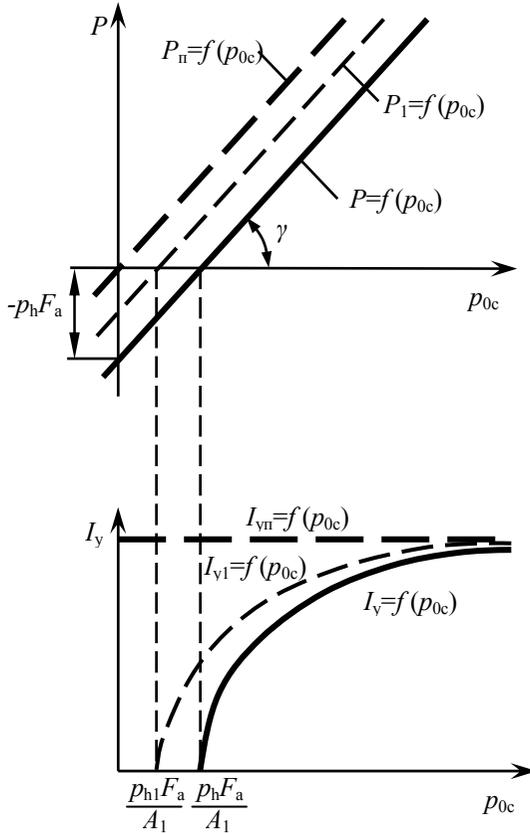


Рис. 2.7 Дроссельные характеристики ЖРД

Таким образом, тяга ЖРД изменяется в зависимости от давления в камере сгорания по закону прямой линии (рис. 2.7), которая имеет тангенс угла наклона $tg\gamma = A_1$ и отсекает по оси ординат отрезок

– $p_h F_a$. Эта прямая пересекает ось абсцисс в точке $p_{0c} = \frac{p_h F_a}{A_1}$.

Это означает, что может существовать некоторое (большее нуля) давление в камере сгорания, при котором тяга ЖРД будет равна нулю.

При $p_h = 0$ (в пустоте)

$$P_{\Pi} = A_1 p_{0c}, \quad (2.40)$$

т.е. график зависимости тяги в пустоте от p_{0c} есть прямая с тем же наклоном, но проходящая через начало координат (рис. 2.7).

На высоте h_1 , большей, чем данная высота h , давление атмосферы p_{h1} , как известно, меньше. Следовательно, график дроссельной характеристики ЖРД для большей высоты пройдет выше, т.е. с ростом высоты полета тяга ЖРД непрерывно возрастает.

2.7.4 Теоретическая дроссельная характеристика ЖРД по удельному импульсу

Разделив уравнение дроссельной характеристики ЖРД по тяге (2.36) на секундный массовый расход топлива, с учетом уравнения (2.37) получим

$$\frac{P}{\dot{m}} = I_y = \frac{A_1}{\dot{m}} p_{0c} - \frac{p_h F_a}{\dot{m}} = \frac{A_1}{a p_{0c}} p_{0c} - \frac{p_h F_a}{a p_{0c}} = A_2 - \frac{A_3}{p_{0c}}, \quad (2.41)$$

где

$$A_2 = \frac{A_1}{a}, \quad (2.42)$$

а

$$A_3 = \frac{p_h F_a}{a} . \quad (2.43)$$

Очевидно, что A_2 и A_3 – величины, не зависящие от p_{0c} . Анализ выражения удельного импульса через p_{0c} показывает, что с ростом давления в камере сгорания удельный импульс ЖРД непрерывно возрастает. Это связано с независимостью внешней составляющей тяги от расхода топлива, а следовательно, с уменьшением ее влияния на удельный импульс с ростом давления в камере сгорания.

В пустоте $p_h = 0$, следовательно, $A_3 = \frac{p_h F_a}{a} = 0$ и

$$I_{yn} = A_2 = const , \quad (2.44)$$

т.е. удельный импульс в пустоте не зависит от давления в камере сгорания.

Зависимость удельного импульса от p_{0c} в атмосфере представляет собой кривую, асимптотически приближающуюся к горизонтальной прямой (рис. 2.7), являющейся графиком зависимости (2.44).

С ростом высоты полета уменьшается давление окружающей среды, а следовательно, уменьшается коэффициент A_3 . Таким образом, удельный импульс ЖРД с ростом высоты полета непрерывно возрастает.

Вывод: тяга ЖРД изменяется в зависимости от давления в камере сгорания по закону прямой линии. Зависимость удельного импульса от p_{0c} в атмосфере представляет собой кривую, асимптотически приближающуюся к удельному импульсу в пустоте.

2.8 Высотные характеристики ЖРД

2.8.1 Теоретические высотные характеристики ЖРД

Высотными характеристиками ЖРД называются зависимость тяги и зависимость удельного импульса от высоты полета при постоянных расходе топлива и соотношении компонентов.

Запишем еще раз уравнения дроссельных характеристик ЖРД:

$$P = A_1 p_{0c} - p_h F_a ,$$

$$I_y = A_2 - \frac{p_h F_a}{a p_{0c}} . \quad (2.45)$$

С увеличением высоты полета летательного аппарата величина давления окружающей среды падает. Это падение давления может быть описано эмпирической формулой

$$p_h = p_0 \cdot e^{-\frac{h}{7,99}} , \quad (2.46)$$

где h — высота в километрах; p_0 — атмосферное давление у земли.

Фактически на высоте $h > 44$ км $p_h \approx 0$. Поэтому зависимость тяги и зависимость удельного импульса ЖРД в пустоте от высоты полета при постоянном давлении в камере сгорания представляют собой горизонтальные прямые, описываемые формулами (рис. 2.7):

$$P_{п} = A_1 p_{0c} = A_4 , \quad (2.47)$$

$$I_{yp} = A_2 . \quad (2.48)$$

Тогда высотная характеристика ЖРД по тяге может быть описана выражением

$$P = A_4 - A_5 \cdot e^{-\frac{h}{7,99}}, \quad (2.49)$$

где

$$A_4 = A_1 p_{0c}, \quad (2.50)$$

а

$$A_5 = p_0 F_a. \quad (2.51)$$

Высотная характеристика ЖРД по тяге и удельному импульсу может быть описана выражением

$$I_y = A_2 - A_6 \cdot e^{-\frac{h}{7,99}}, \quad (2.52)$$

где

$$A_6 = \frac{p_0 F_a}{a p_{0c}}. \quad (2.53)$$

Тогда графики, описывающие высотные характеристики ЖРД, будут иметь вид возрастающих кривых, берущих начало в точках $(0;$

$A_1 p_{0c} - p_0 F_a)$ – для тяги и $(0; A_2 - \frac{p_0 F_a}{a p_{0c}})$ – для удельного импуль-

са и асимптотически приближающихся к прямым, описывающим соответствующие характеристики в пустоте (рис. 2.8).

Таким образом, тяга и удельный импульс ЖРД при постоянном расходе топлива с увеличением высоты полета непрерывно возрастают, асимптотически приближаясь к своим значениям в пустоте.

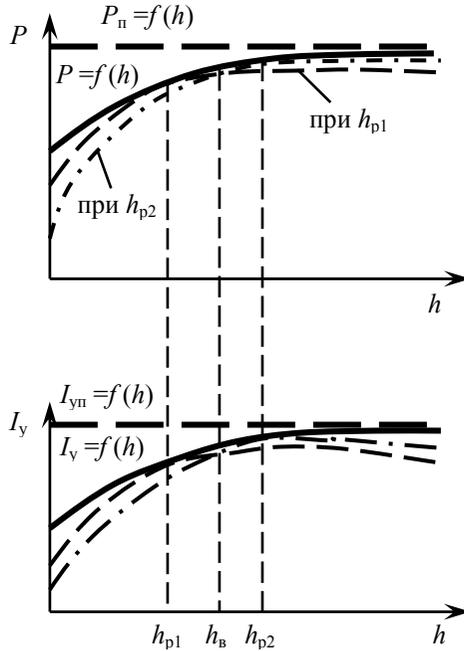


Рис. 2.8 Высотные характеристики ЖРД

2.8.2 Зависимость высотных характеристик ЖРД от высотности сопла

Полученные аналитические высотные характеристики ЖРД являются теоретическими в том смысле, что построены при допущении о полном расширении газов в сопле.

В реальности на расчетной высоте камера ЖРД работает при полном расширении газов в сопле, на высоте ниже расчетной – с перерасширением, а на высоте выше расчетной – с недорасширением.

Это приводит к тому, что реальные высотные характеристики ЖРД на графике располагаются ниже, чем теоретические, касаясь теоретических только в точках, соответствующих расчетной высоте.

На рис. 2.8 показаны реальные высотные характеристики ЖРД по тяге и удельному импульсу для сопел с высотностью h_{p1} (пунктирная линия) и h_{p2} (штрихпунктирная линия), причем $h_{p2} > h_{p1}$. Очевидно, что при фиксированной геометрической степени расширения сопла неизбежны потери тяги и удельного импульса вследствие изменения режима работы сопла по высоте полета.

Некоторое улучшение высотной характеристики ЖРД может быть достигнуто путем использования выдвигаемых сопловых насадков. Такой ЖРД фактически имеет две высотности: меньшую – при задвинутых насадках и большую – при выдвинутых. Высотные характеристики такого ЖРД будут совпадать с высотными характеристиками для высоты h_{p1} до точки перегиба h_v , соответствующей высоте выдвижения насадков, и с высотными характеристиками для высоты h_{p2} после выдвижения насадков.

Выводы:

1. Тяга и удельный импульс ЖРД при постоянном расходе топлива с увеличением высоты полета непрерывно возрастают, асимптотически приближаясь к своим значениям в пустоте.

2. В результате отклонения режима работы сопла от расчетного реальные высотные характеристики ЖРД на графике располагаются ниже, чем теоретические, касаясь теоретических только в точках, соответствующих расчетной высоте.

ТЕМА № 3

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КАМЕРЕ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Лекция 3.1

Термодинамические процессы в камере ракетного двигателя

3.1 Общие сведения о процессах в камере ракетного двигателя

Ракетный двигатель предназначен для преобразования химической энергии компонентов ракетного топлива в кинетическую энергию движения летательного аппарата. Работу ракетного двигателя можно рассматривать как совокупность процессов, протекание которых должен организовать создатель ЖРД. К ним относятся:

- 1) подача компонентов ракетного топлива в камеру;
- 2) распыл, смешение и испарение компонентов ракетного топлива;
- 3) воспламенение компонентов ракетного топлива;
- 4) устойчивое горение компонентов ракетного топлива;
- 5) истечение продуктов сгорания из камеры;
- 6) разгон продуктов сгорания до максимально возможной скорости;
- 7) передача созданной тяги летательному аппарату.

Подача компонентов ракетного топлива в камеру – это отдельная сложная техническая проблема, способы решения которой будут изучены отдельно в рамках тем № 5, 6, 7 и 8.

Что касается передачи созданной тяги летательному аппарату, то эта задача решается, как правило, путем создания силовой рамы, с

помощью которой камера и двигатель в целом крепятся к ракетеносителю.

Рассмотрим подробнее организацию процессов со 2-го по 6-й. Их необходимость обусловлена нижеследующими обстоятельствами.

Распыл, смешение и испарение компонентов ракетного топлива необходимы для того, чтобы в максимальной степени использовать их химическую энергию. Чем более однородной будет реагирующая в камере смесь, тем более устойчивым и полным будет сгорание. Кроме того, химические реакции в газообразной среде протекают быстрее, чем в жидкой.

Воспламенение компонентов ракетного топлива, т.е. начало химической реакции горения, должно гарантированно состояться в назначенное время, так как точность вывода космического аппарата на заданную орбиту в заданное время существенно зависит от того, в какой момент времени ракета-носитель начнет свое движение. Время, в течение которого в камере происходят переходные процессы, т.е. время от подачи команды на включение двигателя до его выхода на устойчивый номинальный режим работы, должно быть минимальным. Во-первых, во время переходных процессов количество движения, сообщаемое ракете, является непредсказуемым, что отрицательно влияет на точность выведения. Во-вторых, во время переходных процессов камера подвергается динамическим нагрузкам, вызванным колебаниями давления и температуры, что существенно влияет на ее прочность.

Скорость и непрерывность протекания химических реакций зависят от давления, температуры и степени однородности реагирующей смеси, а для полного их завершения необходимо определенное время. Если скорость протекания химических реакций (а соответственно давление и температура в камере) будет колебаться, корпус

камеры будет испытывать динамические нагрузки, и обеспечение его прочности станет во много раз более сложной задачей. Поэтому техническое устройство, в котором они происходят, должно иметь параметры, обеспечивающие строго определенные условия протекания химических реакций (температуру, давление, состав смеси, достаточное время для завершения реакции).

Для создания тяги продукты сгорания должны непрерывно выбрасываться в окружающее пространство в определенном направлении. Если этот процесс не будет организован, то, во-первых, не будет создана тяга, а во-вторых, процесс сгорания компонентов ракетного топлива прекратится из-за заполнения внутреннего пространства камеры продуктами сгорания.

И наконец, преобразование химической энергии компонентов ракетного топлива в кинетическую энергию движения летательного аппарата будет тем эффективнее, чем большей кинетической энергией будут обладать отбрасываемые продукты сгорания. Поэтому необходим разгон продуктов сгорания до максимально возможной скорости. При этом требуемая скорость истечения должна достигаться при приемлемых размерах и массе конструкции камеры.

Выясним, как решаются рассмотренные задачи.

Распыл и смешение компонентов ракетного топлива обеспечиваются применением форсунок, которые придают движению подаваемых в камеру компонентов определенное направление. Испарение распыленных жидких компонентов происходит быстрее, чем нераспыленных. Тепло, необходимое для перехода компонентов из жидкого агрегатного состояния в газообразное, не подводится извне. Для испарения поступающих компонентов ракетного топлива используется тепло, выделяемое при сгорании уже поступившего топлива. Чтобы это стало возможным, выбираются соответствующие форма и раз-

меры камеры, давление и расход компонентов в камеру. Кроме того, как правило, в камерах ЖРД используется теплота, отбираемая от конструкции камеры той частью горючего, которая используется для охлаждения.

Воспламенение компонентов ракетного топлива производится пиротехническим, химическим или электрическим способом. Пиротехнический способ воспламенения состоит в создании требуемых для инициации горения температуры и давления среды путем подрыва пиротехнического заряда в камере сгорания двигателя. Этот способ воспламенения используется только при запуске ЖРД на стартовом столе (ракеты-носители серии «Союз»). Организация химического воспламенения заключается в подборе пары таких компонентов ракетного топлива, которые вследствие своих химических свойств при соединении самовоспламеняются. Примером может служить использование в качестве горючего несимметричного диметилгидразина, а в качестве окислителя – азотного тетроксид. Если используется несамовоспламеняющаяся пара компонентов ракетного топлива, то для воспламенения при запуске двигателя в камеру вначале подается так называемое пусковое топливо, представляющее собой самовоспламеняющуюся пару компонентов. После воспламенения пускового топлива в камеру подается основное топливо.

Электрический способ воспламенения также имеет две разновидности. При электроискровом способе воспламенение происходит за счет энергии электрического разряда. В зоне разряда температура компонентов достигает высоких значений, чем и обеспечивается воспламенение. После воспламенения процесс горения является самоподдерживающимся. Этот способ воспламенения используется для пары компонентов «кислород + керосин».

Для воспламенения пары компонентов «кислород + водород» используется электроплазменный способ воспламенения. Так как эта пара компонентов взрывоопасна в широком диапазоне соотношений компонентов, электроискровой способ неприменим. В зоне подвода водорода к огневому агрегату путем непрерывного подвода электрической энергии создается постоянно действующая электрическая дуга. Под действием высокой температуры молекулы водорода распадаются на ионы и электроны, т.е. образуется плазма водорода, которая подается в зону соприкосновения с кислородом. Плазма водорода при соединении с кислородом в любом соотношении надежно воспламеняется. Таким образом, фактически приготавливается пусковое горючее, которое непрерывно подается в зону горения.

Истечение продуктов сгорания из камеры сгорания организуется путем выбора таких термодинамических и геометрических параметров, при которых не происходит так называемого теплового запира-ния канала. Это явление заключается в том, что при чрезмерной интенсивности процесса горения возрастающее давление в камере сгорания может вытолкнуть компоненты ракетного топлива из форсуночной головки обратно в систему подачи топлива, и в результате процесс горения прекратится.

Задача разгона продуктов сгорания до максимально возможной скорости решается путем организации расширения продуктов сгорания в ракетном сопле до определенного давления, так как расширение газа при его сверхзвуковом течении ведет к увеличению его скорости. Для этого сопло изготавливается с определенными геометрическими параметрами.

Вывод: в камере ЖРД происходят термодинамические и газодинамические процессы, обеспечение устойчивого течения которых с заданными параметрами является сложной технической задачей.

3.2 Термодинамический расчет камеры сгорания ЖРД

Задачей термодинамического расчета камеры сгорания является определение состава и температуры продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания, необходимых для вычисления удельного импульса, расхода топлива и геометрических размеров камеры ЖРД, обеспечивающих получение заданной тяги.

Исходными данными для термодинамического расчета являются:

- 1) химический состав горючего и окислителя;
- 2) соотношение компонентов топлива K_m ;
- 3) полное давление в камере сгорания p_{0c} .

Ввиду большой сложности физико-химических процессов, протекающих в камере сгорания ЖРД, расчет температуры и состава продуктов сгорания производится при ряде допущений:

- 1) соотношение компонентов постоянно по поперечному сечению камеры сгорания;
- 2) физическая неполнота сгорания топлива отсутствует;
- 3) отдача тепла от газа в стенки камеры сгорания отсутствует;
- 4) состояние продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания является химически и энергетически равновесным, т.е. химический состав и теплоемкость продуктов сгорания полностью соответствуют их температуре.

Термодинамический расчет проводится с учетом диссоциации, так как высокие температуры горения в камере ЖРД вызывают сильную диссоциацию продуктов сгорания, которая, в свою очередь, влияет на их температуру и состав.

Температура и другие параметры продуктов сгорания, найденные при перечисленных выше допущениях, называются *теоретическими* и в дальнейшем будут обозначаться со штрихом сверху, например: T'_{0c} – теоретическая температура продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания.

В зависимости от рода компонентов ракетного топлива, соотношения компонентов и давления в камере сгорания состав продуктов сгорания может быть различным. Если продукты сгорания представляют смесь из m газов, то для определения их парциальных давлений и температуры необходимо составить систему из $m+1$ уравнений.

Для составления такой системы уравнений используются следующие фундаментальные физические законы:

1) закон сохранения вещества в форме уравнений материального баланса, представляющих собой равенства массовых долей одних и тех же химических элементов в одном килограмме топлива и в образующихся из него продуктах сгорания:

$$g_{it} = g_{inc}, \quad (3.1)$$

где g_{it} и g_{inc} — массовая доля i -го химического элемента соответственно в 1 кг топлива и в 1 кг продуктов сгорания;

2) закон сохранения энергии в форме уравнения теплового баланса, означающего равенство общего запаса энергии в топливе, поступающем в камеру ЖРД, и в продуктах сгорания. Общий запас энергии топлива и продуктов сгорания характеризуется их полными энтальпиями. Следовательно, полная энтальпия 1 кг продуктов сгорания i_{nc} при температуре T'_{0c} , которую они имеют в конце камеры

сгорания, равна i_T — полной энтальпии 1 кг топлива, поступающего в камеру сгорания:

$$i_T = i_{\text{пс}}; \quad (3.2)$$

3) закон Дальтона, согласно которому общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, входящих в эту смесь, в форме уравнения баланса парциальных давлений:

$$p_{0c} = \sum p_j, \quad (3.3)$$

где p_{0c} — общее давление смеси газов; p_j — парциальное давление j -го газа на выходе из камеры сгорания;

4) закон сохранения вещества в форме уравнений химического равновесия. Для каждой равновесной химической реакции установлены константы химического равновесия (K_{xp}), которые могут быть выражены через парциальные давления реагирующих газов и являются функциями (зависят от) равновесной температуры реагирующей смеси. Уравнения химического равновесия определяют количественные соотношения между исходными химическими соединениями и конечными продуктами реакции при данных значениях температуры. Если выразить количества вещества через их парциальные давления, то для реакции типа $aA + bB = cC + dD$ уравнение химического равновесия будет иметь вид

$$K_{\text{xp}} = \frac{P_C^c \cdot P_D^d}{P_A^a \cdot P_B^b}, \quad (3.4)$$

где большими буквами обозначены химические вещества, а малыми буквами — стехиометрические коэффициенты реакции.

Поскольку значения констант химического равновесия и полных энтальпий газов зависят от искомой величины теоретической температуры продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания T'_{0c} , описанная система уравнений решается методом последовательных приближений. Поскольку данная задача очень сложна, ее решают с помощью ЭВМ. Для наиболее распространенных компонентов ракетного топлива термодинамический расчет камер сгорания проведен коллективом под руководством академика В.П.Глушко, и его результаты сведены в таблицы и графики.

В заключение термодинамического расчета процесса сгорания рассчитываются кажущаяся (средневзвешенная) молекулярная масса продуктов сгорания μ'_c , их средневзвешенная газовая постоянная R'_c и энтропия одного килограмма смеси газов s'_c .

Вывод: теоретические состав и температура продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания ЖРД могут быть определены путем термодинамического расчета, основывающегося на законах сохранения вещества и энергии, а также на законе Дальтона.

3.3 Потери в камере сгорания ЖРД

При ознакомлении с термодинамическим расчетом камеры сгорания ЖРД было отмечено, что температура и другие параметры продуктов сгорания, найденные при названных допущениях, называются *теоретическими*. Поскольку идеальные условия горения топлива в камере сгорания, соответствующие сделанным допущениям, на практике обеспечить невозможно, не все тепло, эквивалентное химической энергии топлива, используется для повышения температуры, а следовательно, и энтальпии образующихся продуктов сгорания. Дру-

гими словами, в камере сгорания ЖРД всегда имеют место *тепловые потери*.

В камере сгорания с газодинамической точки зрения происходит дозвуковое течение сжимаемого газа с подогревом. В этих условиях кроме сопротивления трения происходит частичное преобразование потенциальной энергии продуктов сгорания в их кинетическую энергию, вызывающее, как и трение, потери полного и статического давления газа.

3.3.1 Тепловые потери в камере сгорания ЖРД

Тепловые потери в камере сгорания ЖРД происходят из-за диссоциации продуктов сгорания, физической неполноты сгорания топлива и отдачи тепла через стенки камеры сгорания в окружающую среду.

Неиспользованная вследствие диссоциации химическая энергия топлива в камерах сгорания ЖРД может составлять 25...30% от его теплотворной способности. Влияние диссоциации продуктов сгорания на их температуру и состав с достаточной точностью определяется при термодинамическом расчете камеры сгорания. Для этого в систему уравнений вводятся уравнения химического равновесия реакций диссоциации, а продукты диссоциации рассматриваются как участвующие в процессе газы со своими массовыми долями, энтальпиями, парциальными давлениями и другими параметрами.

Физическая неполнота сгорания топлива может иметь место вследствие плохого перемешивания компонентов друг с другом, а также из-за недостатка времени для полного завершения процесса горения.

Потери тепла от физической неполноты сгорания в существующих ЖРД составляют примерно 2...5% от теплотворной способности топлива. Определить величину этих потерь аналитически с достаточной точностью не представляется возможным, так как процессы, которые на них влияют, очень сложны. Поэтому потери тепла от физической неполноты сгорания определяют экспериментально.

Для экспериментального определения параметров технического устройства, которые невозможно измерить непосредственно, следует использовать те параметры, которые возможно измерить непосредственно и с достаточной точностью.

С физической точки зрения корректно было бы оценивать потери тепла от физической неполноты сгорания с помощью коэффициента выделения тепла, который представляет собой отношение действительной энтальпии продуктов сгорания в конце камеры сгорания (в сечении с – с) к их теоретической энтальпии, полученной по результатам термодинамического расчета, т.е. с учетом только диссоциации:

$$\xi = \frac{i_c}{i'_c} = \frac{c_p T_{0c}}{c'_p T'_{0c}}. \quad (3.5)$$

Теплоемкость продуктов сгорания c_p зависит от их состава. Измерить c_p непосредственно или определить состав продуктов сгорания на работающем ракетном двигателе весьма затруднительно, как и их температуру. Кроме того, температура и состав продуктов сгорания по поперечному сечению камеры распределены неравномерно. Поэтому на практике пользуются другим коэффициентом – коэффициентом камеры φ_k , представляющим собой отношение расходного комплекса камеры, определенного экспериментально по действитель-

ным значениям давления p_{0c} и секундного массового расхода топлива в камеру (которые легко измерить), к теоретическому расходному комплексу камеры, рассчитанному только с учетом диссоциации:

$$\varphi_k = \frac{\beta}{\beta'}. \quad (3.6)$$

Поскольку, как было установлено ранее, расходный комплекс может быть вычислен по формуле

$$\beta = \frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{m}, \quad (3.7)$$

коэффициент камеры может быть выражен через термодинамические параметры газа в следующем виде:

$$\varphi_k = \frac{\frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{m}}{\frac{\sqrt{R'_c T_{0c}}}{m'}}, \quad (3.8)$$

где $m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$, $m' = \sqrt{k' \left(\frac{2}{k'+1} \right)^{\frac{k'+1}{k'-1}}}$ – безразмерные коэффициенты, вычисленные соответственно для реального и теоретического показателя адиабаты k .

Если предположить, что реальный показатель адиабаты рассматриваемого процесса мало отличается от теоретического, т.е. $k \approx k'$, а значит, $m \approx m'$, то

$$\varphi_k \approx \frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{\sqrt{R'_c T'_{0c}}} . \quad (3.9)$$

С другой стороны, если $k \approx k'$, то, подставляя в формулу коэффициента выделения тепла выражения для теплоемкости газовой смеси $c_p = \frac{k}{k-1} R$, получим

$$\xi = \frac{\frac{k}{k-1} R_c T_{0c}}{\frac{k'}{k'-1} R'_c T'_{0c}} \approx \frac{R_c T_{0c}}{R'_c T'_{0c}} . \quad (3.10)$$

Сравнивая выражения для коэффициента камеры и для коэффициента выделения тепла, заметим, что с учетом сделанного допущения можно считать справедливым выражение

$$\varphi_k = \sqrt{\xi} . \quad (3.11)$$

Коэффициент камеры φ_k учитывает влияние на удельный импульс потерь энергии в камере сгорания. У современных ЖРД φ_k обычно находится в пределах 0,97...0,99.

Заметим, что потери тепла через стенки камеры сгорания ЖРД в окружающую среду считаются незначительными и поэтому обычно при оценке потерь в камере сгорания не учитываются. Это объясняется тем, что большая часть тепла, переходящая от газа в стенки камеры сгорания, поглощается охлаждающим их компонентом топлива и затем возвращается с ним обратно в камеру сгорания.

Вывод: в камере сгорания ЖРД имеют место тепловые потери из-за диссоциации продуктов сгорания и физической неполноты сгорания топлива. Эти потери приводят к снижению тяги и удельного импульса ЖРД. Потери тепла через стенки камеры сгорания ЖРД в окружающую среду считаются незначительными и поэтому обычно при оценке потерь в камере сгорания не учитываются.

3.3.2 Потери полного давления в камере ЖРД

В камере сгорания ЖРД с газодинамической точки зрения происходит дозвуковое течение сжимаемого газа с подогревом. В этих условиях кроме сопротивления трения происходит частичное преобразование потенциальной энергии продуктов сгорания в их кинетическую энергию, вызывающее, как и трение, падение полного и статического давления газа.

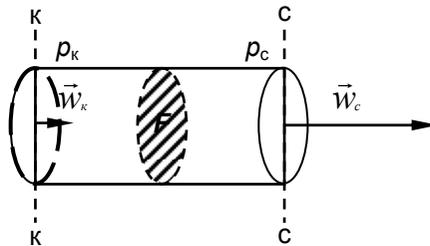


Рис. 3.1 Течение газа в камере сгорания ЖРД

В камерах сгорания ЖРД трением в большинстве случаев можно пренебречь. Поэтому закон сохранения количества движения для потока газа между начальным сечением к – к и выходным сечением с — с камеры сгорания можно записать в следующем виде (рис.3.1):

$$p_k F_k - p_c F_c = \dot{m} w_c - \dot{m} w_k. \quad (3.12)$$

Для цилиндрической камеры сгорания $F_k = F_c = F$. Поэтому

$$p_k - p_c = \frac{\dot{m}w_c}{F} - \frac{\dot{m}w_k}{F}. \quad (3.13)$$

Отсюда

$$p_k + \frac{\dot{m}w_k}{F} = p_c + \frac{\dot{m}w_c}{F}. \quad (3.14)$$

Поскольку секундный массовый расход топлива через единицу площади поперечного сечения камеры (плотность расхода) можно выразить как

$$\frac{\dot{m}}{F} = \rho w, \quad (3.15)$$

последнее уравнение можно представить в виде

$$p_k + \rho_k w_k^2 = p_c + \rho_c w_c^2 \quad (3.16)$$

или, вынеся за скобки давления, в виде

$$p_k \left(1 + \frac{w_k^2}{\frac{p_k}{\rho_k}} \right) = p_c \left(1 + \frac{w_c^2}{\frac{p_c}{\rho_c}} \right). \quad (3.17)$$

Выразим дробь в скобках через число Маха:

$$\frac{w^2}{\frac{p}{\rho}} = \left(\frac{w}{\sqrt{\frac{p}{\rho}}} \right)^2 = \left(\frac{w\sqrt{k}}{\sqrt{k}\frac{p}{\rho}} \right)^2 = k \left(\frac{w}{\sqrt{k}\frac{p}{\rho}} \right)^2. \quad (3.18)$$

Поскольку скорость звука в среде

$$w_{\text{зв}} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}, \quad (3.19)$$

то выражение в скобках есть число Маха в данной среде. Таким образом, закон сохранения количества движения для газа, движущегося в цилиндрической камере сгорания, можно записать в виде

$$p_{\text{к}} (1 + kM_{\text{к}}^2) = p_{\text{с}} (1 + kM_{\text{с}}^2) \quad (3.20)$$

или, после преобразования, – в виде

$$\frac{p_{\text{с}}}{p_{\text{к}}} = \frac{1 + kM_{\text{к}}^2}{1 + kM_{\text{с}}^2}. \quad (3.21)$$

Поскольку скорость газов в начальном сечении камеры сгорания $w_{\text{к}}$ пренебрежимо мала, можно считать число Маха $M_{\text{к}}$ приблизительно равным нулю. Тогда можем записать:

$$\frac{p_{\text{с}}}{p_{\text{к}}} = \frac{1}{1 + kM_{\text{с}}^2}. \quad (3.22)$$

Проанализируем последнюю формулу. Очевидно, что чем больше число Маха $M_{\text{с}}$ в выходном сечении камеры сгорания, тем больше при данном значении k падение статического давления в ней.

Учитывая, что полное давление движущегося газа связано со статическим давлением соотношением

$$p_0 = p \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (3.23)$$

запишем отношение полных давлений на входе и на выходе из камеры сгорания:

$$\frac{p_{0c}}{p_{0к}} = \frac{p_c}{p_k} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_k^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.24)$$

Полагая, что $M_k = 0$ и поэтому $p_{0к} = p_k$, получим

$$\frac{p_{0c}}{p_k} = \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}{1 + kM_c^2}. \quad (3.25)$$

Из выражения (3.25) видно, что с увеличением числа Маха газов на выходе из камеры сгорания полное давление в цилиндрической камере сгорания снижается.

Вывод: в камере сгорания ЖРД имеют место потери полного давления продуктов сгорания, которые зависят от показателя адиабаты и скорости истечения газов из камеры сгорания.

Лекция 3.2

Горение компонентов ракетного топлива в камере сгорания ЖРД

3.4 Распыление топлива в камере сгорания ЖРД

Для эффективного сжигания жидкого топлива должно быть обеспечено его полное испарение в заданное время и в нужном месте камеры сгорания. Для этого в нужный момент вся масса топлива, подаваемая в камеру сгорания, должна иметь максимальную поверхность. Значительное увеличение поверхности компонента может быть получено распылением его на мельчайшие частицы. Поэтому распыливающее устройство ЖРД должно обеспечивать дробление жидких компонентов топлива, подаваемых в камеру сгорания под определенным давлением и в соответствующих количествах, на мельчайшие капли, а также быстрое и однородное смешение их между собой. От того, насколько совершенно осуществляются эти процессы, в значительной мере зависят скорость и полнота сгорания образующейся топливной смеси, величина потребного объема камеры сгорания, ее размеры, удельный вес, устойчивость работы и другие характеристики. Чем совершеннее смесеобразование, тем экономичнее, устойчивее и надежнее работа двигателя.

Процесс распыления жидких компонентов топлива зависит от их физических свойств, типа и конструкции форсунок, режима их работы и других факторов.

Форсунки двигателя дробят компоненты ракетного топлива на миллиарды капель, имеющих суммарную поверхность, измеряемую десятками квадратных метров. Если, например, один литр жидкости до подачи в камеру сгорания имеет диаметр около 0,124 м и площадь

поверхности около $0,0483 \text{ м}^2$, то после дробления ее на капли диаметром в одну десятую миллиметра суммарная поверхность жидкости увеличится почти в 1240 раз и будет составлять около 60 м^2 .

Распыливающее устройство (форсуночная головка камеры) ЖРД должно удовлетворять следующим требованиям:

1. *Компоненты топлива должны быть раздроблены достаточно мелко и однородно*, так как от тонкости распыла зависит качество смесеобразования, равномерность и скорость горения топлива. Тонкость распыла компонентов является качественным критерием смесеобразования и характеризуется медианным диаметром капель d_m . Из общей массы капель половина по весу будет обладать размерами больше d_m , а другая половина – меньше d_m . В современных ЖРД распыленные капли компонентов топлива имеют диаметр около 25...250 мк. Это значит, что 1 см^3 распыливаемой жидкости делится примерно на шесть миллионов капель.

2. *Концентрация распыливаемых компонентов топлива по поперечному сечению камеры сгорания должна быть одинаковой*, так как в противном случае сгорание будет неполным.

3. *Расходонапряженность потока топлива по поперечному сечению камеры сгорания должна быть одинаковой*, так как там, где расход топлива будет больше расчетного, процесс сгорания будет неполным, а в местах, где расход окажется меньше расчетного, объем камеры сгорания будет использован не полностью.

4. *Зона смесеобразования по длине камеры должна быть возможно короткой*, так как в противном случае потребуется относительно больший объем камеры сгорания, что может увеличить ее габариты и удельную массу. Зона распыла компонентов лежит вблизи головки камеры. Она характеризуется расстоянием от огневого днища форсуночной головки до места проникновения капель медианного

диаметра в газовую среду. Это расстояние определяется типом и конструкцией форсунок.

5. *Суммарный факел распыла компонентов топлива относительно оси камеры сгорания должен быть симметричным*, так как если факел горящего топлива будет бить о поверхность оболочки камеры и сгорать на ней, то возможны ее перегрев и прогар.

6. *Перепад давлений компонентов топлива на форсунках должен быть оптимальным как по физической полноте сгорания топлива, так и по удельной массе системы подачи топлива двигателя*. При понижении перепада давлений распыливаемой жидкости в форсунках уменьшается потребное давление подачи топлива в камеру сгорания и, как следствие, уменьшаются потребные мощность и масса системы подачи топлива, но при этом ухудшается качество распыления.

7. *Распыливающее устройство двигателя должно быть конструктивно простым и дешевым в производстве, мало чувствительным к изменению режима работы двигателя и к возможным вибрациям*.

Вывод: полное испарение ракетного топлива обеспечивается его распылением. Распыление должно быть однородным, равномерным по объему камеры сгорания и не требовать больших энергозатрат.

3.5 Испарение и смешение топлива в камере сгорания ЖРД

Для испарения распыленных жидких компонентов топлива необходим подвод к ним тепла. Этот подвод тепла происходит из зоны горения или за счет тепла химических реакций между жидкими компонентами.

Между несамовоспламеняющимися КРТ реакции в жидкой фазе практически не происходит. В этом случае решающее значение имеет

подвод тепла из зоны горения, который осуществляется главным образом конвективным переносом, а также лучеиспусканием.

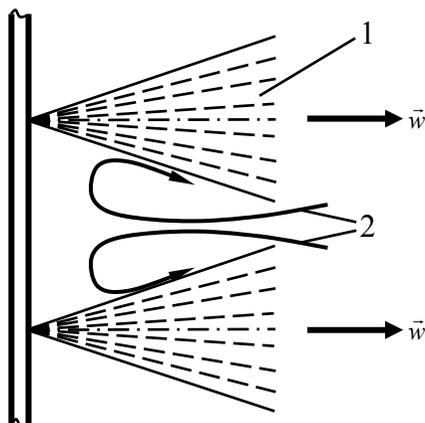


Рис. 3.2 Образование обратных токов у огневого днища камеры сгорания

Процесс конвективного переноса тепла происходит в результате вихревого движения газа около головки камеры, т.е. осуществляется обратными токами газа в пространстве между факелами капельножидких компонентов топлива (рис. 3.2, поз. 1). Обратные токи возникают вследствие эжектирующего действия жидкости, впрыскиваемой в камеру. Частицы жидкости увлекают за собой газ, в результате чего появляются обратные токи газа, направленные в область пониженного давления (рис. 3.2, поз. 2). Обратные токи горячего газа приносят с собой из зоны горения тепло, необходимое для испарения капель топлива и нагревания их паров, и способствуют перемешиванию паров горючего и окислителя.

При значительном уменьшении расстояния между форсунками, т.е. шага форсунок, затрудняется образование обратных токов горячих газов, поэтому интенсивность конвективного теплоотвода из зоны горения снижается, что может привести к неполному и неустойчи-

вому горению. Чрезмерное же увеличение шага форсунок помимо ухудшения смесеобразования может настолько «открыть» форсуночную головку для обратных токов горячих газов, что приносимое ими слишком большое количество тепла вызовет плавление материала форсунок и повреждение огневого днища.

При использовании самовоспламеняющихся компонентов топлива уже поверхностный контакт в жидкой фазе вызывает химическую реакцию с выделением тепла, за счет которого происходит воспламенение компонентов. Но и в этом случае подвод тепла из зоны горения вносит значительный вклад в испарение компонентов топлива.

Эффективное протекание химической реакции горения топлива возможно только при соприкосновении молекул горючего и окислителя в определенном соотношении. Процесс образования такой смеси горючего и окислителя в заданном соотношении называется *смешением*.

При смешении необходимо обеспечить постоянное по поперечному сечению камеры соотношение компонентов, чтобы уменьшить химическую неполноту сгорания топлива, и равномерное распределение расходонапряженности для снижения физической неполноты сгорания.

Смешение обеспечивается смесительной головкой. От формы смесительной головки и схемы размещения в ней форсунок существенно зависит качество процесса смешения.

В настоящее время преимущественное применение получили плоские головки в сочетании с цилиндрической камерой сгорания. Головки такого типа в наибольшей степени обеспечивают постоянство соотношения компонентов и расходонапряженности по поперечному сечению камеры сгорания.

Изменение расходонапряженности и соотношения компонентов по поперечному сечению камеры сгорания во многом зависит от схемы размещения в смесительной головке форсунок горючего и окислителя. Схемы размещения при использовании однокомпонентных или двухкомпонентных форсунок существенно различаются между собой.

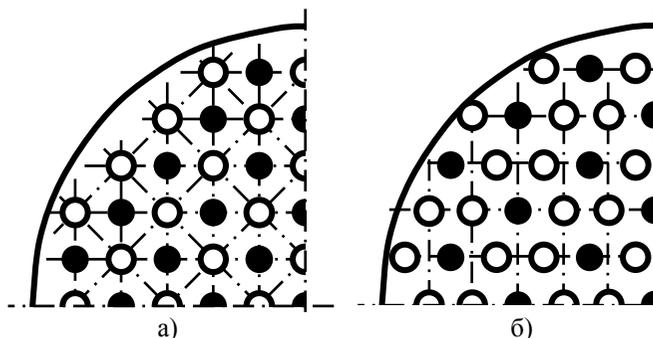


Рис. 3.3 Расположение форсунок:
а – шахматное; б – сотовое

При использовании однокомпонентных форсунок чаще всего используют шахматное или сотовое их размещение. При шахматной схеме смесительный элемент имеет форму квадрата, состоящего из пяти форсунок: центральной – горючего и четырех угловых – окислителя. При сотовой схеме смесительным элементом является шестиугольник, в центре которого находится форсунка горючего, а по углам находятся шесть форсунок окислителя (рис. 3.3).

Плотность расположения форсунок при сотовой схеме оказывается примерно на 15% больше, чем при шахматной. Это позволяет при заданном общем расходе топлива разместить на смесительной головке большее число форсунок с меньшим расходом компонентов топлива через каждую из них, что способствует более равномерному распределению расходонапряженности и компонентов по поперечно-

му сечению камеры сгорания. Кроме того, соты лучше вписываются в окружность, благодаря чему лучше используются периферийные участки камеры сгорания.

При использовании двухкомпонентных форсунок смесительным элементом является сама форсунка, обеспечивающая требуемое соотношение компонентов топлива. Поэтому двухкомпонентные форсунки могут быть размещены по любой схеме, удовлетворяющей требованиям равномерного распределения топлива по поперечному сечению камеры сгорания. Обычно двухкомпонентные форсунки располагаются по концентрическим окружностям. Концентрическое расположение двухкомпонентных форсунок позволяет получить равномерную расходонапряженность, а также равномерное поле температур вблизи стенки камеры.

С целью защиты стенок камеры от воздействия высоких температур по периферии камеры создается обычно обогащенный горючим пристеночный слой с коэффициентом избытка окислителя, в 2...2,5 раза меньшим по сравнению с ядром потока. Благодаря этому температура газа в этом слое значительно ниже. Это может быть осуществлено путем размещения по периферии смесительной головки одного или двух рядов форсунок горючего. Используя для этого форсунки с небольшим расходом и располагая их с малым шагом, можно получить устойчивым пристеночный слой при относительно небольших затратах горючего. В принципе возможно использование и окислительного пристеночного слоя.

Вывод: эффективное сжигание ракетного топлива требует его полного испарения и однородного смешения. Это достигается определенной конструкцией смесительной головки.

3.6 Форсунки ЖРД

3.6.1 Типы и принцип действия форсунок

Топливо в камеру сгорания ЖРД подается с помощью форсунок. Форсунки горючего и окислителя размещаются в смесительной головке. Определенным их чередованием обеспечивается требуемое распределение компонентов топлива по сечению камеры.

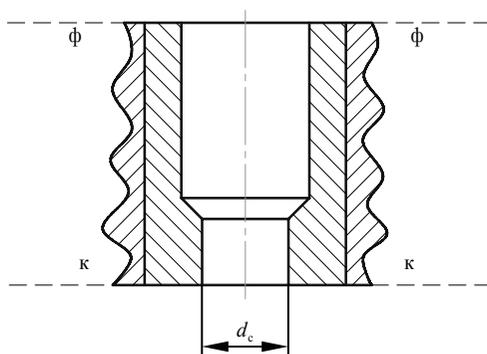


Рис. 3.4 Схема струйной форсунки

В современных ЖРД применяются форсунки двух типов: струйные и центробежные.

Струйные форсунки (рис. 3.4) выполняются в виде сверлений в стенке головки камеры или в специальных стаканчиках. Для форсунок такого типа характерно движение жидкости в сопле только в направлении оси форсунки.

Принципиальное отличие центробежной форсунки от струйной заключается в сообщении жидкости в камере форсунки вращательного движения вокруг ее оси. В зависимости от способа закрутки потока центробежные форсунки разделяются на тангенциальные (рис. 3.5,

слева и в центре) и форсунки с завихрителем, или шнековые (рис. 3.5, справа).

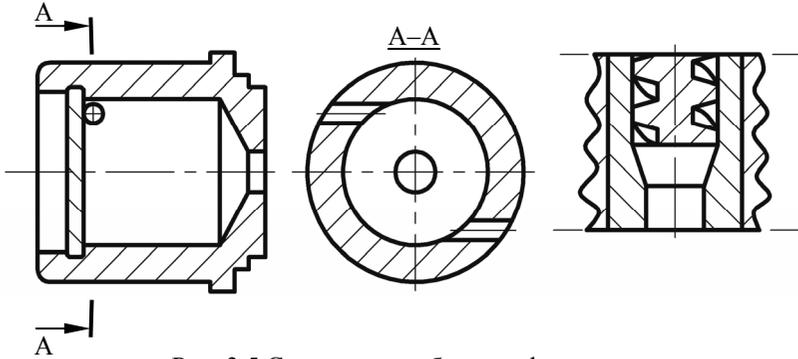


Рис. 3.5 Схемы центробежных форсунок

В тангенциальной форсунке жидкость входит в ее полость через отверстия по касательной к внутренней окружности камеры. В результате жидкость в камере форсунки наряду с перемещением вдоль оси имеет вращательное движение.

В центробежной шнековой форсунке закрутка потока создается специальным завихрителем, или шнеком, имеющим на наружной поверхности винтовые каналы.

По количеству компонентов топлива форсунки могут быть однокомпонентными или двухкомпонентными. Двухкомпонентные форсунки по месту смешения компонентов подразделяются на форсунки с внутренним и с внешним смешением.

Двухкомпонентная форсунка с внешним смешением (рис. 3.6) имеет две камеры, в одну из которых поступает окислитель, а в другую – горючее. Геометрические размеры камер подбираются таким образом, чтобы обеспечить взаимное пересечение струй компонентов на небольшом расстоянии от среза сопла форсунки. Это приводит к хорошему перемешиванию капель обоих компонентов топлива.

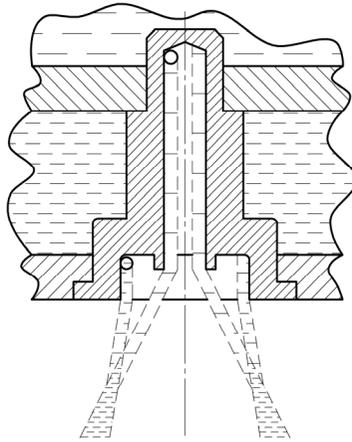


Рис. 3.6 Схема двухкомпонентной форсунки

В двухкомпонентной форсунке с внутренним смешением внутренняя камера выполняется более короткой, поэтому смешение компонентов происходит внутри форсунки. В результате из сопла в камеру поступает смесь уже перемешанных компонентов топлива.

Использование двухкомпонентных форсунок позволяет несколько улучшить качество смесеобразования и уменьшить объем камеры ЖРД за счет уменьшения ее диаметральных размеров.

В струйной форсунке теоретическую скорость истечения жидкости в камеру $w_{\text{кт}}$ можно определить из уравнения Бернулли:

$$\frac{p_{\text{ф}}}{\rho} + \frac{w_{\text{ф}}^2}{2} = \frac{p_{\text{к}}}{\rho} + \frac{w_{\text{кт}}^2}{2}, \quad (3.26)$$

где $p_{\text{ф}}$ — давление жидкости на входе в форсунку; $w_{\text{ф}}$ — скорость жидкости на входе в форсунку; $p_{\text{к}}$ — давление в камере, условно равное давлению жидкости на выходе из форсунки; ρ — плотность жидкости.

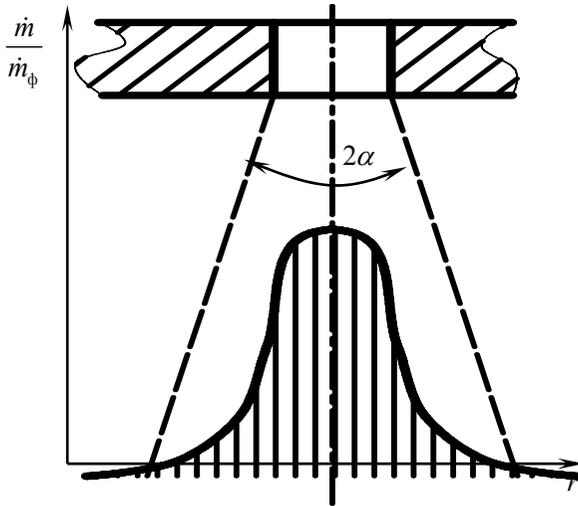


Рис. 3.7 Распределение расхода жидкости по радиусу конуса распыления струйной форсунки

Учитывая, что полное давление жидкости перед форсункой можно найти из соотношения

$$\frac{p_{0\phi}}{\rho} = \frac{p_\phi}{\rho} + \frac{w_\phi^2}{2}, \quad (3.27)$$

получим

$$\begin{aligned} \frac{p_{0\phi}}{\rho} = \frac{p_k}{\rho} + \frac{w_{кт}^2}{2} &\Rightarrow \frac{w_{кт}^2}{2} = \frac{p_{0\phi}}{\rho} - \frac{p_k}{\rho} \Rightarrow \\ \Rightarrow w_{кт} &= \sqrt{2 \frac{p_{0\phi} - p_k}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{\Delta p_\phi}{\rho}}, \end{aligned} \quad (3.28)$$

где $\Delta p_\phi = p_{0\phi} - p_k$ — перепад давления на форсунке.

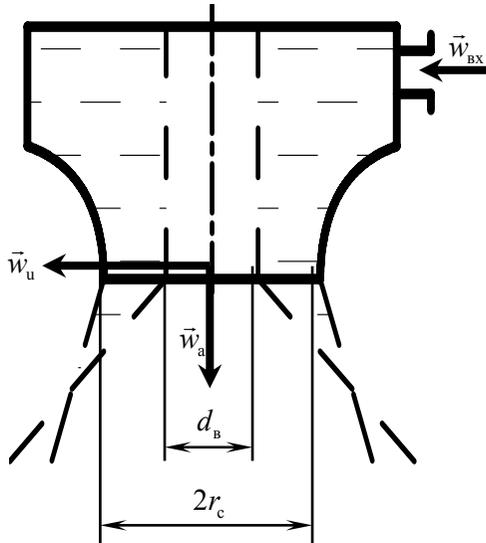


Рис. 3.8 Схема течения жидкости в центробежной форсунке

Из выражения (3.28) видно, что для данной жидкости скорость истечения зависит только от перепада давления на форсунке и увеличивается с его возрастанием. Тогда выражение для теоретического секундного массового расхода жидкости через форсунку $\dot{m}_{\text{фт}} = F_c \rho w_{\text{кт}}$, где F_c — площадь выходного сечения сопла форсунки, можно записать в виде

$$\dot{m}_{\text{фт}} = F_c \sqrt{2 \rho \Delta p_{\text{ф}}} . \quad (3.29)$$

Следовательно, расход через форсунку определяется величиной перепада давления на форсунке и площадью выходного сечения сопла форсунки.

Уменьшение действительного расхода через форсунку по сравнению с его теоретическим значением учитывается коэффициентом

расхода $\mu = \frac{\dot{m}_\phi}{\dot{m}_{\phi t}}$. Величина коэффициента расхода зависит от геометрии канала форсунки и обычно лежит в диапазоне 0,6...0,8.

Основными особенностями струйных форсунок являются:

- большая дальнобойность;
- малый угол конуса распыления 2α , не превышающий 10...15°;
- значительная неравномерность распределения расхода жидкости по радиусу конуса распыления.

Струйные форсунки, используемые в ЖРД, выполняются обычно с диаметром сопла $d_c = 0,8...2,5$ мм. Таким размерам сопел при обычно принимаемых перепадах давления $\Delta p_\phi = (5...15) \times 10^5$ Па соответствуют расходы топлива через форсунку в пределах 0,05...0,2 кг/с.

В центробежной форсунке жидкость совершает поступательное и вращательное движение. Осевая составляющая скорости жидкости w_a остается постоянной по радиусу форсунки, а окружная составляющая w_u изменяется обратно пропорционально радиусу r , подчиняясь закону свободного вихря $w_u r = \text{const}$. Такое изменение скорости при заданном значении полной энергии жидкости на входе в форсунку приводит к снижению статического давления жидкости при уменьшении радиуса r . На некотором радиусе r_v давление жидкости становится равным давлению среды, в которую происходит истечение, и центральную область заполняет газовый вихрь. Следовательно, жидкость движется по кольцевой области, примыкающей к стенке внутреннего канала форсунки. Отношение площади кольцевого сечения, через которую происходит истечение жидкости и которая называется

площадью живого сечения и может быть вычислена по формуле $F_{\text{ж}} = \pi (r_{\text{с}}^2 - r_{\text{в}}^2)$, к площади поперечного сечения сопла $F_{\text{с}} = \pi r_{\text{с}}^2$ называется *коэффициентом заполнения*:

$$\delta = \frac{F_{\text{ж}}}{F_{\text{с}}} = 1 - \frac{r_{\text{в}}^2}{r_{\text{с}}^2}. \quad (3.30)$$

Отношение осевой составляющей скорости $w_{\text{а}}$ к теоретической скорости $w_{\text{кт}}$, соответствующей перепаду давления на форсунке, называется *коэффициентом осевой скорости*:

$$\varphi = \frac{w_{\text{а}}}{w_{\text{кт}}} = \frac{w_{\text{а}}}{\sqrt{\frac{2\Delta p_{\text{ф}}}{\rho}}}. \quad (3.31)$$

Коэффициент расхода для центробежной форсунки

$$\mu = \frac{\dot{m}_{\text{ф}}}{\dot{m}_{\text{фт}}} = \frac{F_{\text{ж}} w_{\text{а}} \rho}{F_{\text{с}} w_{\text{кт}} \rho} = \varphi \delta. \quad (3.32)$$

Этот коэффициент учитывает уменьшение расхода жидкости в центробежной форсунке по сравнению с расходом в аналогичной идеальной струйной форсунке, обусловленное тем, что часть проходного сечения сопла в центробежной форсунке заполнена газовым вихрем, а осевая составляющая скорости $w_{\text{а}}$ меньше, чем полная скорость $w_{\text{кт}}$.

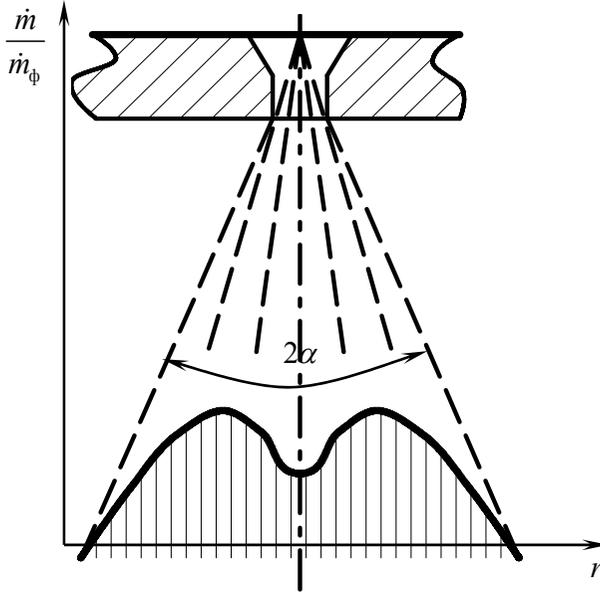


Рис. 3.9 Распределение расхода жидкости по радиусу конуса распыления центробежной форсунки

Коэффициенты заполнения φ , осевой скорости δ , расхода μ и угол конуса распыления $2\alpha = \text{arctg} \frac{w_a}{w_{\text{кт}}}$ не зависят от перепада давления на форсунке и определяются только ее геометрией.

Основными особенностями центробежных форсунок по сравнению со струйными являются:

- более равномерное распределение жидкости по радиусу конуса распыления;
- большая тонкость распыления;
- меньшая дальность;
- больший угол конуса распыления, составляющий обычно 40...120°.

3.6.2 Влияние основных факторов на тонкость и однородность распыления КРТ в камере сгорания

Факторами, определяющими тонкость и однородность распыления топлива, кроме типа форсунок и их геометрии, являются также род и температура впрыскиваемой жидкости, перепад давления на форсунках, расход жидкости через форсунки и давление среды, в которую впрыскивается топливо.

Род впрыскиваемой жидкости и ее температура определяют величину сил вязкости и поверхностного натяжения. С увеличением температуры жидкости вязкость и поверхностное натяжение снижаются, что способствует более тонкому распылению жидкости.

При увеличении перепада давления на форсунке $\Delta p_{\text{ф}}$ возрастает скорость истечения топлива, что приводит к увеличению сил взаимодействия струи с газовой средой. Имеет место также нарастание турбулентности. Оба эти фактора способствуют повышению тонкости и однородности распыления. Однако при высоких значениях перепада давлений на форсунках его влияние снижается (график). Увеличение перепада давления на форсунках требует увеличения мощности и, следовательно, массы системы подачи топлива. Поэтому перепады давлений на форсунках современных ЖРД ограничиваются пределами 0,5...1,5 МПа. При таких перепадах и расходах КРТ на форсунку 0,15...0,5 кг/с получают поток капель с медианным диаметром $d_m = 0,1...0,15$ мм.

Чем больше при данном перепаде давлений расход топлива, на который рассчитана форсунка, тем больше диаметр ее выходного сопла и соответственно площадь струи истекающего топлива. С увеличением площади поперечного сечения струи отношение площади поверхности струи к ее объему уменьшается, поэтому разрушающее

влияние поверхностных сил взаимодействия струи с газом оказывается относительно меньшим. Поэтому форсунки, рассчитанные при прочих равных условиях на больший расход топлива, распыляют КРТ менее тонко, чем малорасходные.

Динамическое воздействие среды на частицы жидкости пропорционально ее скоростному напору $\rho w^2/2$ в относительном движении. Поэтому при увеличении давления среды ее плотность и соответственно скоростной напор возрастают, в результате чего жидкость дробится на более мелкие частицы.

Увеличение температуры впрыскиваемой жидкости, перепада давления на форсунках, давления газа в камере сгорания и уменьшение расхода жидкости через форсунку способствуют повышению тонкости распыления.

Вывод: в ЖРД используются одно- и двухкомпонентные форсунки с внутренним и внешним смешением. Струйные форсунки обеспечивают большую дальнобойность, а центробежные – большую равномерность распыления. Большой тонкости распыления способствуют более высокие температура и давление в камере сгорания и перепад давления на форсунках. Увеличение расхода через форсунку снижает тонкость распыления.

3.7 Неустойчивые рабочие процессы в камере сгорания ЖРД

При работе ЖРД в камере сгорания всегда имеют место изменения параметров рабочего процесса (в частности, давления, температуры, скорости химических реакций, расходонапряженности) по времени и по объему камеры. Они происходят вследствие разных скоростей испарения, неоднородности смешения компонентов топлива, пульсаций в системе подачи топлива и других причин. Если эти коле-

бания невелики и их амплитуды не растут со временем, то они практически не оказывают влияния на работу ЖРД и его работа считается устойчивой.

Однако при некоторых условиях в камере сгорания могут возникнуть непредусмотренные самоподдерживающиеся колебания параметров рабочего процесса, амплитуды которых достаточно велики, чтобы создавать угрозу разрушения двигателя. Это явление принято называть неустойчивым рабочим процессом в камере сгорания ЖРД.

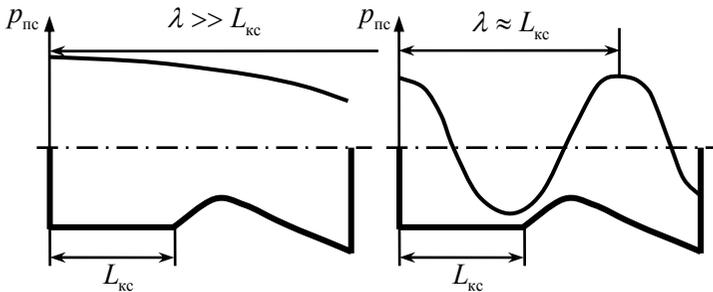


Рис. 3.10 Соотношение между длиной волны и длиной камеры сгорания при низкочастотных (слева) и при высокочастотных (справа) колебаниях

Неустойчивые рабочие процессы являются широко распространенной серьезной проблемой ракетного двигателестроения. Поэтому инженеру-ракетчику необходимо понимать их природу и иметь представление о мерах, способных снизить вероятность возникновения неустойчивости.

Возникающие в камере колебания параметров принято различать по частоте колебаний давления в камере сгорания. Колебания подразделяются на низкочастотные и высокочастотные.

Низкочастотные колебания имеют частоту в пределах 50...200 Гц (герц). Длина волны таких колебаний, вычисляемая по

формуле $\lambda = a / \nu$ (ню) с учетом того, что скорость звука a в камере сгорания находится в пределах 1000...1200 м/с, достигает 5...20 м, т.е. значительно превосходит длину камеры сгорания. Поэтому изменение параметров рабочего процесса можно считать происходящим практически одновременно во всем объеме смеси, находящейся в камере сгорания.

Высокочастотные колебания имеют частоту более 500 Гц. В этом случае длина волны оказывается менее 2 м, т.е. становится соизмеримой с длиной камеры сгорания. Поэтому при высокочастотных колебаниях параметры рабочих процессов в различных точках камеры в один и тот же момент времени будут разными и будут изменяться по мере распространения волны по объему камеры.

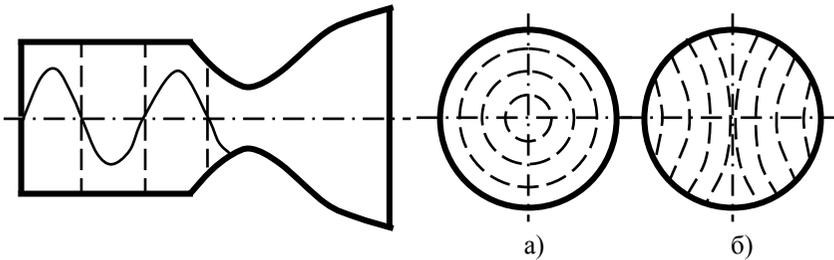


Рис. 3.11 Распределение давления по объему камеры при продольных (слева) и поперечных (а – радиальных, б – тангенциальных) высокочастотных колебаниях

Как известно, любые колебания происходят с рассеянием энергии, т.е. затухают во времени. Поэтому для поддержания и развития случайно возникших в камере сгорания колебаний необходимо наличие двух факторов:

1) источника энергии для пополнения энергии колебаний по мере их рассеяния;

2) механизма согласования (взаимодействия) источника энергии с колебаниями.

Источником энергии в камере ЖРД является энергия сгорания топлива. Механизмы согласования для низкочастотных и высокочастотных колебаний различны.

Для низкочастотных колебаний механизм согласования основывается на следующих явлениях:

1) чувствительности подачи топлива к колебаниям давления в камере сгорания;

2) чувствительности процесса горения к этим колебаниям, т.е. наличию конечного времени преобразования (фазового перехода + сгорания) компонентов.

Если при постоянном давлении компонентов на входе в форсунки в камере сгорания случайно снизится давление, то это приведет к возрастанию перепада давления на форсунках, а следовательно, к возрастанию расхода через них. Возрастание расхода приведет к увеличению количества газа, образующегося из жидких компонентов в единицу времени, а следовательно, к возрастанию давления. Если бы время преобразования было равно нулю, то такой механизм отрицательной обратной связи приводил бы к восстановлению давления на прежнем уровне, т.е. к стабилизации процесса. Однако из-за того, что конечное время преобразования вызывает задержку восстановления давления в камере сгорания, процесс может принять самоподдерживающийся характер. Если время преобразования окажется равным полупериоду колебаний, то прибавка давления совпадет со временем следующего скачка давления, и возникнет резонанс. Из теории колебаний известно, что эффект резонанса будет иметь место также, если

$\tau_{пр} = n \frac{T}{2}$, где T – период колебаний; $n = 1, 3, 5, \dots$ (нечетное число);

эффект гашения колебаний имеет место при времени преобразования, равном целому числу периодов колебаний.

Описанная физическая картина низкочастотных колебаний позволяет понять, что вероятность их возникновения ниже при высоких перепадах давления на форсунках, так как в этом случае газообразование менее чувствительно к колебаниям давления.

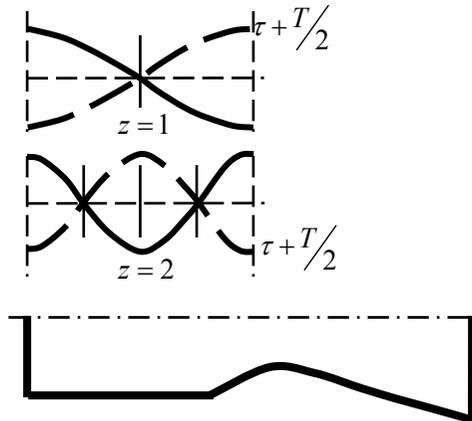


Рис. 3.12 Распределение давления в камере при наличии стоячих волн (z – число пучностей стоячей волны)

Мерами, позволяющими снизить амплитуды или исключить низкочастотные колебания, являются:

1. Повышение перепада давления на форсунках (или применение регулируемых форсунок, позволяющих при дросселировании двигателя сохранить перепад на форсунках).
2. Применение топлива с малым временем преобразования.

3. Увеличение давления в камере сгорания, что приводит к улучшению смесеобразования, а значит, уменьшает время преобразования и неоднородность процесса горения.

4. Улучшение характеристик системы подачи топлива, которая должна быть наименее чувствительна к колебаниям в камере сгорания.

5. Увеличение объема камеры сгорания (малый объем камеры приводит к тому, что небольшие возмущения вызывают значительное изменение давления).

При высокочастотных колебаниях волны распространяются в пространстве внутри камеры сгорания. Если расстояние между противоположными стенками камеры кратно половине длины волны собственных колебаний газа, то возникнет так называемая стоячая волна, которая имеет свойство усиливать саму себя. Таким образом, механизм возникновения высокочастотных колебаний состоит в приобретении камерой сгорания свойств камеры-резонатора.

В камере сгорания возможны продольные и поперечные колебания. Поперечные колебания могут быть радиальными и тангенциальными.

В отличие от низкочастотных высокочастотные колебания возникают при высоких давлениях в камере сгорания и приводят, как правило, к прогару отдельных элементов камеры сгорания вследствие нарушения внутреннего охлаждения из-за разрушения относительно холодного пристеночного слоя.

Основными мерами борьбы с высокочастотными колебаниями являются:

1. Уменьшение размеров камеры сгорания: длины для продольных колебаний и радиуса – для поперечных (при этом возрастает соб-

ственная частота колебаний газов и, следовательно, больше энергии колебаний рассеивается).

2. Разнесение зоны горения по длине камеры (при этом исключается поддержка колебаний зонами интенсивного горения, совпадающими в пространстве с пучностями стоячих волн). Обеспечивается использованием форсунок с различной дальностью и толщиной распыла.

3. Выбор определенной формы дозвуковой части сопла (короткая дозвуковая часть ведет к повышению собственной частоты колебаний).

4. Установка в камере сгорания специальных антипульсационных перегородок (для поперечных колебаний; уменьшение длины пробега волн).

5. Изменение перепада давлений на форсунках.

6. Снижение расходонапряженности, которое уменьшает количество топлива, сгорающего в местах пучностей волны.

Действительная картина возникновения колебаний намного сложнее описанной и в настоящее время еще недостаточно изучена. Поэтому выработка мер по предупреждению неустойчивых процессов в камере сгорания ЖРД осуществляется в большинстве случаев экспериментальным путем.

Вывод: в камере сгорания ЖРД могут иметь место низкочастотные или высокочастотные колебания параметров рабочего процесса. Путем подбора сочетания параметров камеры ЖРД и системы подачи топлива можно снизить вероятность их возникновения.

Лекция 3.3

Течение газа в реактивном сопле

3.8 Общие сведения о расширении газа в сопле

Реактивное сопло служит для преобразования тепловой энергии в кинетическую энергию продуктов сгорания. В реактивном сопле происходит процесс расширения продуктов сгорания, в результате которого их давление и температура снижаются, а скорость возрастает. Для инженера важно знать, насколько эффективно происходит это преобразование энергии. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо провести расчет процесса расширения газа в сопле и определить таким образом тягу и удельный импульс, которые будут созданы данным конкретным двигателем. Такой расчет невозможен без представления о физических и химических процессах, происходящих при расширении продуктов сгорания в реактивном сопле.

Расширение продуктов сгорания в реактивном сопле отличается от простого расширения газа в трубе. Это обусловлено следующими факторами:

1. Продукты сгорания, поступающие в реактивное сопло, имеют высокую температуру и поэтому сильно диссоциированы. Уменьшение их температуры в процессе расширения в сопле приводит к рекомбинации части продуктов диссоциации в исходные молекулы. Снижение давления, наоборот, способствует усилению диссоциации. Однако снижение температуры влияет сильнее, чем уменьшение давления, и поэтому процесс расширения продуктов сгорания в реактивном сопле сопровождается рекомбинацией части ранее диссоциировавших молекул. Процесс рекомбинации сопровождается выделе-

нием тепла, что способствует более полному преобразованию химической энергии топлива в кинетическую энергию продуктов сгорания, вытекающих из реактивного сопла.

Следует отметить, что время пребывания продуктов сгорания в реактивном сопле ЖРД значительно меньше времени их пребывания в камере сгорания. Вследствие этого процесс расширения и обусловленное им падение температуры и давления продуктов сгорания в реактивном сопле происходят очень быстро. В связи с конечной скоростью химических реакций процесс рекомбинации отстает по времени от изменения температуры и давления, т.е. в каждом поперечном сечении реактивного сопла состав продуктов сгорания не вполне соответствует их температуре и давлению в этом сечении. Следовательно, процесс расширения газа в реактивном сопле является *частично химически неравновесным*.

2. Изменение температуры и состава продуктов сгорания приводит к изменению внутренней энергии газа, которая складывается из энергии поступательного и вращательного движения молекул и атомов и энергии внутримолекулярного колебательного движения атомов и определяет теплоемкость продуктов сгорания. С уменьшением температуры внутренняя энергия снижается, поэтому теплоемкость продуктов сгорания уменьшается. Высвобождающаяся при этом часть внутренней энергии молекул и атомов преобразуется в кинетическую энергию газового потока.

Колебательное движение атомов в молекулах обладает определенной инерцией, вследствие чего для изменения его интенсивности требуется определенное время. Температура газа в реактивном сопле изменяется очень быстро, поэтому энергия колебательного внутримо-

лекулярного движения не успевает прийти в соответствие с температурой, т.е. процесс расширения газа в реактивном сопле является частично энергетически неравновесным.

3. В камере сгорания ЖРД из-за несовершенства процессов смесеобразования всегда имеется некоторая физическая неполнота сгорания топлива. Поэтому в реактивное сопло поступают не только продукты сгорания, но и несгоревшая часть топлива в испаренном и частично разложившемся состоянии. Это топливо может догорать в процессе расширения в реактивном сопле, выделяя соответствующее дополнительное количество тепла. Благодаря этому частично компенсируется потеря тепла в камере сгорания, обуславливаемая физической неполнотой сгорания топлива в ней.

4. В реактивном сопле имеют место трение, завихрения и скачки уплотнения в газовом потоке, а также теплоотдача от газа в стенки сопла. Энергия, затрачиваемая на трение, завихрение и скачки уплотнения, обращается в тепло и воспринимается газом, вследствие чего температура газа увеличивается и возрастает количество тепла, уносимого продуктами сгорания из двигателя в окружающую среду.

Вывод: процесс расширения продуктов сгорания в реактивном сопле ЖРД является весьма сложным и существенно отличается от обычных термодинамических процессов в газах при отсутствии в них химических реакций. По этим причинам возможен только приближенный расчет процесса расширения и истечения продуктов сгорания из реактивного сопла, результатом которого являются **теоретические** параметры, а для уточнения его результатов используются экспериментальные данные.

3.9 Теоретическая и действительная скорости истечения газов из сопла ЖРД

3.9.1 Теоретическая скорость истечения газов из сопла ЖРД

Известно, что удельный импульс камеры ЖРД зависит от скорости истечения газов на срезе сопла, площади выходного сечения сопла и давления газов в нем, а также от давления окружающей среды и секундного массового расхода топлива в камеру:

$$I_y = w_a + \frac{F_a (p_a - p_h)}{\dot{m}}. \quad (3.33)$$

При известных геометрических размерах сопла, давлении в камере сгорания, составе продуктов сгорания и расходе топлива определение давления на срезе сопла не представляет трудности. Для точного расчета удельного импульса необходимо знать величину скорости истечения газов на срезе сопла w_a . В соответствии с принятым ранее подходом сначала определим теоретическую величину этой скорости.

Теоретическая скорость истечения газа из сопла w'_a обычно определяется при следующих допущениях:

1. Процесс расширения в реактивном сопле является полностью химически и энергетически равновесным, т.е. в каждом поперечном течении сопла состав и теплоемкость продуктов сгорания в точности соответствуют их температуре и давлению в этом сечении.

Для современных ЖРД процесс расширения продуктов сгорания в реактивном сопле отличается, как правило, небольшой степенью

неравновесности. Поэтому введение этого допущения достаточно обосновано.

2. Догорание топлива в сопле отсутствует, следовательно, параметры газа на выходе из камеры сгорания являются теоретическими.

3. Отсутствует отдача тепла от газа в стенки сопла.

4. Трения и других газодинамических потерь в сопле нет.

5. Течение газа является одномерным и установившимся.

При принятых допущениях процесс расширения газа в сопле является изоэнтальпным, следовательно, теоретическая скорость истечения газа из реактивного сопла w'_a может быть определена из уравнения сохранения энергии

$$i'_c + \frac{w'_c{}^2}{2} = i'_a + \frac{w'_a{}^2}{2}, \quad (3.34)$$

где i'_c и i'_a – теоретические значения полных энтальпий одного килограмма продуктов сгорания соответственно на входе и выходе из реактивного сопла.

Из уравнения (3.34) получим

$$w'_a = \sqrt{2(i'_c - i'_a) + w'_c{}^2}. \quad (3.35)$$

Поскольку $w'_c \ll w'_a$, считаем, что $w'_c \approx 0$, тогда

$$w'_a = \sqrt{2(i'_c - i'_a)}. \quad (3.36)$$

Полная энтальпия одного килограмма газа i'_a зависит от состава и температуры продуктов сгорания на срезе сопла.

Поскольку при заданной величине давления p_a теоретическая энтальпия одного килограмма газа может быть выражена через параметры газа как

$$i' = \frac{k}{k-1} R' T', \quad (3.37)$$

выражение (3.36) перепишем в виде

$$w'_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} (R'_c T'_{0c} - R'_a T'_a)} \quad (3.38)$$

или, используя уравнение адиабаты

$$\left(\frac{p_a}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{R'_a T'_a}{R'_c T'_{0c}}, \quad (3.39)$$

получаем

$$w'_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R'_c T'_{0c} \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (3.40)$$

Входящее в выражение (3.40) среднее значение показателя адиабаты k находится после логарифмирования уравнения (3.39):

$$k = \frac{\lg \frac{p_{0c}}{p_a}}{\lg \frac{p_{0c} R'_a T'_a}{p_a R'_c T'_c}}. \quad (3.41)$$

Вывод: теоретическое значение скорости продуктов сгорания w'_a в выходном сечении реактивного сопла определяется их теоретической газовой постоянной R'_c и теоретической температурой на выходе из камеры сгорания T'_{0c} , степенью расширения газа в реактивном сопле и физико-химическими свойствами продуктов сгорания.

3.9.2 Действительная скорость истечения газов из сопла ЖРД

Выясним, каким образом можно определить действительное значение скорости истечения продуктов сгорания из реактивного сопла.

Так как определение скорости истечения w'_a проводится в предположении предельно неравновесного ("замороженного") процесса расширения газа в реактивном сопле, то при этом в сопле не учитывается рекомбинация молекул и связанное с ней выделение тепла. Также не принимается во внимание и выделение энергии, которое происходит при уменьшении энергии внутримолекулярных колебаний, обусловленном снижением температуры.

Следовательно, в реальности продукты сгорания, покидающие выходное сечение реактивного сопла, уносят с собой больше неиспользованной энергии, и поэтому их скорость при тех же исходных данных меньше, чем в случае химически и энергетически равновесного процесса расширения.

Рассмотрим энтропийную диаграмму процесса течения газа в реактивном сопле (рис. 3.13). В этой диаграмме по оси абсцисс отображается изменение энтропии одного килограмма продуктов сгорания (s), а по оси ординат – изменение энтальпии (внутренней энергии) одного килограмма газа (i).

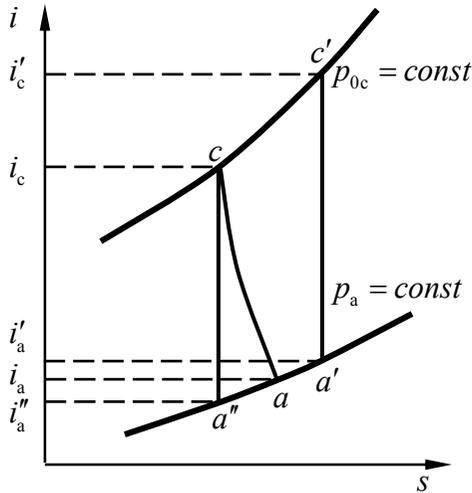


Рис. 3.13 К определению действительной скорости истечения газа из реактивного сопла

Теоретические параметры газа на выходе из камеры сгорания (в сечении $c - c$) на энтропийной диаграмме определяются точкой c' , а процесс расширения изображается вертикальной прямой $c'a'$. Теоретическая скорость истечения, как было показано ранее, может быть рассчитана с помощью выражения

$$w'_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} (R'_c T'_{0c} - R'_a T'_a)} .$$

В действительности в камере сгорания ЖРД имеют место тепловые потери, поэтому полная энтальпия газа i_c меньше ее теоретического значения i'_c . Процесс расширения газа при отсутствии потерь в сопле изобразится линией ca'' , а скорость истечения определится выражением

$$w_a'' = \sqrt{2(i_c - i_a'')} \quad (3.42)$$

или

$$w_a'' = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R_c T_{0c} \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (3.43)$$

Учитывая, что

$$w_a' = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R_c' T_{0c}' \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{0c}'} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}, \quad (3.40)$$

получаем

$$w_a'' = w_a' \sqrt{\frac{R_c T_{0c}}{R_c' T_{0c}'}} = \varphi_k w_a', \quad (3.44)$$

где $\varphi_k = \sqrt{\frac{R_c T_{0c}}{R_c' T_{0c}'}}$ — уже упоминавшийся коэффициент камеры.

В реальном случае в реактивном сопле имеют место потери, которые являются следствием химической и энергетической неравновесности процесса расширения продуктов сгорания в реактивном сопле, отдачи тепла от продуктов сгорания в стенки сопла, трения газа о стенки, внутреннего трения и завихрений в потоке. Одновременно с этим в реактивном сопле происходит догорание топлива, сопровож-

дающееся выделением тепла, что частично компенсирует перечисленные выше потери энергии.

Воспринимаемое продуктами сгорания тепло, эквивалентное работе гидродинамических сопротивлений, и тепло, выделяющееся при догорании топлива, обуславливают возрастание энтропии продуктов сгорания в реактивном сопле. Относительная же величина тепла, отдаваемого в стенки сопла, весьма незначительна. Поэтому действительный процесс расширения продуктов сгорания в реактивном сопле протекает по политропе ca (рис. 3.13) с переменным показателем, меньшим, чем показатель адиабаты теоретического, т.е. изоэнтропного, процесса расширения.

Действительная скорость истечения газа из реактивного сопла $w_B = \sqrt{2(i_c - i_a)}$ при неизменном давлении газа в выходном сечении меньше скорости w_a'' . Это снижение скорости истечения вследствие потерь энергии в реактивном сопле учитывается скоростным коэффициентом сопла $\varphi_w = \frac{w_B}{w_a''}$. Поэтому

$$w_B = \varphi_k \varphi_w w_a' . \quad (3.45)$$

Скорости отдельных струй продуктов сгорания в выходном сечении сопла имеют нормальные к его оси составляющие, обусловленные углом раствора конечного участка расширяющейся части сопла (рис. 3.14). Но в создании тяги участвует только осевая составляющая \vec{w}_a скорости потока \vec{w}_B . Равнодействующая ее нормальных составляющих благодаря симметричности потока равна нулю. Поэтому

энергия, затрачиваемая на создание нормальных составляющих скоростей в потоке, является, по существу, потерянной. Эта потеря энергии называется потерей на рассеивание скорости в выходном сечении сопла. Ее величина определяется углом конуса $2\alpha_c$ выходной кромки сопла.

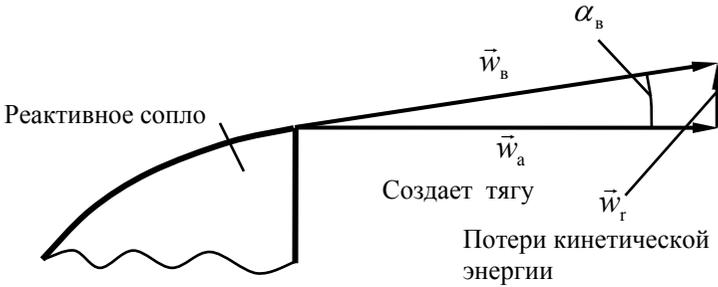


Рис. 3.14 Потери на рассеивание скорости

Потеря энергии на рассеивание скорости учитывается коэффициентом φ_a , представляющим собой отношение проекции на ось сопла количества движения потока газа в выходном сечении сопла с углом конусности на выходе $2\alpha_c$ к количеству движения, которое имело бы место в случае параллельного потока при равных расходах и скоростях истечения в обоих случаях. Как можно доказать,

$$\varphi_a = \frac{1}{2}(1 + \cos \alpha_c). \quad (3.46)$$

Таким образом, скорость продуктов сгорания на выходе из реактивного сопла, по которой должна определяться действительная тяга,

$$w_a = \varphi_a \varphi_w \varphi_k w'_a. \quad (3.47)$$

Камеры современных ЖРД обычно имеют значение $\varphi_a = 0,96 \dots 0,99$.

Выводы:

1. Значение скорости продуктов сгорания w_a в выходном сечении реактивного сопла определяется их газовой постоянной R_c и температурой на выходе из камеры сгорания T_{0c} , степенью расширения газа в реактивном сопле ε , физико-химическими свойствами продуктов сгорания и потерями энергии в сопле.

2. Действительная скорость истечения продуктов сгорания из реактивного сопла меньше ее теоретического значения вследствие наличия потерь энергии в камере сгорания и реактивном сопле. Эта разница в скоростях истечения может достигать до 10%.

3.10 Газодинамический расчет камеры ЖРД

Целью газодинамического расчета камеры ЖРД является определение удельного импульса I_y , расходов компонентов (\dot{m}_{TK} , \dot{m}_{OK} , \dot{m}_{TK}) и площадей характерных сечений: критического $F_{кр}$ и выходного F_a – при работе двигателя на расчетной высоте.

Исходными данными для расчета являются: компоненты ракетного топлива, тяга камеры на расчетной высоте P , давление в камере сгорания $p_k \approx p_{0c}$ и порядковый номер ступени РН, для работы на которой предназначен двигатель.

При газодинамическом расчете используются результаты термодинамического расчета камеры сгорания. Течение газа в реактивном

сопле полагается адиабатным. Поскольку в результате термодинамического расчета определяются теоретические значения параметров, а при расчете адиабатного процесса расширения не учитываются потери энергии в сопле, результаты расчета корректируются с помощью импульсных коэффициентов ЖРД.

3.10.1 Импульсные коэффициенты ЖРД

Определение достоверных значений коэффициентов φ_w и φ_k экспериментальным путем затруднительно. Поэтому потери энергии в реактивном сопле ЖРД, равно как и в камере сгорания, учитываются с помощью просто и точно определяемых импульсных коэффициентов φ_c и φ_1 . С их помощью оценивают различия между теоретической и действительной величинами удельного импульса камеры ЖРД, а значит, совершенство процессов в ней.

Коэффициентом полноты удельного импульса φ_1 называют отношение действительной и теоретической величин удельного импульса камеры ЖРД. Выразив удельный импульс через расходный комплекс и коэффициент тяги, можно записать, что

$$\varphi_1 = \frac{I_y}{I'_y} = \frac{\beta \kappa_p}{\beta' \kappa'_p}. \quad (3.48)$$

Как уже указывалось ранее, отношение $\varphi_k = \frac{\beta}{\beta'}$ называется коэффициентом камеры. Этот коэффициент учитывает влияние на удельный импульс потерь энергии в камере сгорания. Коэффициен-

том сопла называется отношение действительного и теоретического коэффициентов тяги сопла:

$$\varphi_c = \frac{K_p}{K'_p}. \quad (3.49)$$

Этот коэффициент учитывает влияние на удельный импульс всех потерь энергии в реактивном сопле, которые не принимаются во внимание при определении теоретического значения коэффициента тяги K_p , а именно: потерь на трение, на рассеивание скорости потока на выходе из сопла, на неравновесность процесса расширения и отдачу тепла в стенки сопла. Кроме того, в сопле возможно догорание топлива, что также учитывается коэффициентом φ_c .

Удобство использования импульсных коэффициентов для учета влияния потерь в камере ЖРД при оценке параметров двигателя по данным испытаний состоит в том, что их значения могут быть определены просто и с высокой точностью. Действительно, при испытаниях ЖРД просто измеряются тяга, расход топлива и давление в камере сгорания. По этим данным и известным геометрическим размерам камеры подсчитываются действительные значения расходного комплекса β и коэффициента тяги K_p . Теоретические значения β' и K'_p находятся в результате расчета рабочего процесса. По известным значениям действительных и теоретических значений расходного и коэффициента тяги определяются импульсные коэффициенты φ_K , φ_c и φ_1 .

Импульсные коэффициенты, подсчитанные по данным испытанных двигателей, используются на практике при оценке действительных параметров и геометрических размеров вновь проектируемых двигателей.

При расчете камеры ЖРД исходными данными являются:

- род топлива и соотношение компонентов;
- значение тяги требуемой камеры P ;
- значения давлений в камере сгорания p_{0c} и на срезе сопла

p_a .

Теоретический расчет камеры и определение ее действительных параметров базируются на одних и тех же значениях этих величин, т.е.

$$P' = P, \quad (3.50)$$

$$p'_{0c} = p_{0c}, \quad (3.51)$$

$$p'_a = p_a. \quad (3.52)$$

В итоге термодинамического расчета процессов сгорания и расширения определяют теоретические значения удельного импульса

$$I'_y = w'_a + \frac{1}{\rho' w'_a} (p_a - p_h), \quad (3.53)$$

расхода топлива

$$\dot{m}'_r = \frac{P}{I'_y} \quad (3.54)$$

и площадей поперечных сечений реактивного сопла

$$F'_{\text{кр}} = \frac{\dot{m}'_{\text{T}}}{\rho'_{\text{кр}} W'_{\text{кр}}}, \quad (3.55)$$

$$F'_a = \frac{\dot{m}'_{\text{T}}}{\rho'_a W'_a}. \quad (3.56)$$

Используя имеющиеся данные по импульсным коэффициентам для существующих камер РД, параметры рабочего процесса которых и схема организации процессов близки к проектируемой камере, находят действительные значения искомым величин.

Действительные удельный импульс и расход топлива могут быть найдены с использованием выражений

$$I_y = \varphi_{\text{к}} \varphi_{\text{с}} I'_y = \varphi_1 I'_y, \quad (3.57)$$

$$\dot{m}'_{\text{T}} = \frac{P}{I_y} = \frac{\dot{m}'_{\text{T}}}{\varphi_1}. \quad (3.58)$$

При принятых ранее условиях (3.50), (3.51) и (3.52) коэффициент сопла может быть найден как

$$\varphi_{\text{с}} = \frac{\kappa_{\text{р}}}{\kappa'_{\text{р}}} = \frac{P}{p_{0\text{с}} F'_{\text{кр}}} \frac{p'_{0\text{с}} F'_{\text{кр}}}{P'} = \frac{F'_{\text{кр}}}{F_{\text{кр}}}, \quad (3.59)$$

откуда действительная площадь критического сечения сопла

$$F_{\text{кр}} = \frac{F'_{\text{кр}}}{\varphi_{\text{с}}}. \quad (3.60)$$

Поскольку степень расширения сопла с точностью до показателя процесса расширения остается такой же, как и в теоретическом случае, то действительная площадь на выходе из сопла может быть рассчитана из выражения

$$F_a = \frac{F'_a}{\varphi_c}. \quad (3.61)$$

Из полученных выражений видно, что площади проходных сечений реактивного сопла при переходе от теоретических данных к действительным возрастают в меньшей степени, чем массовый расход топлива.

3.10.2 Порядок газодинамического расчета камеры ЖРД

С учетом вышеизложенного газодинамический расчет камеры ЖРД необходимо проводить в виде нижеследующей последовательности действий.

I. Обоснование расчетного давления на срезе сопла. Расчетное давление на срезе сопла $p_{ар}$ выбирается по статистическим данным о давлении окружающей среды на участках полета соответствующих ступеней ракеты-носителя. Для кислородно-водородных ЖРД $p_{ар} = p_{hp}$ должно быть не менее $0,2 p_{h\max}$ на участке полета ступени, а для остальных типов ЖРД – не менее $0,4 p_{h\max}$. Для камеры, предназначенной для работы в составе ракетного двигателя I ступени, обычно выбирают давление на срезе сопла в пределах $0,04 \dots 0,06$ МПа, а для камер двигателей II, III ступеней и разгонных

блоков – в пределах 0,005...0,015 МПа. При таких значениях давления на срезе сопла ЖРД верхних ступеней работают со значительным недорасширением по сравнению с режимом, возможным по соображениям максимальной тяги, удельного импульса и недопущения входа системы скачков уплотнения в сопло. Такие относительно высокие значения давления на срезе сопла выбираются потому, что у камер с высокой степенью расширения газов в сопле оказываются чрезмерно большие размеры сопел и, соответственно, большая масса конструкции.

II. Расчет степени расширения газов в сопле. Данный расчет производится по формуле

$$\varepsilon = \frac{p_k}{p_{ap}}. \quad (3.62)$$

III. Выбор значения коэффициента избытка окислителя и расчет соотношения компонентов в камере двигателя. Как уже известно, коэффициент избытка окислителя выбирается в пределах 0,6...0,9. Наиболее выгодный коэффициент избытка окислителя выбирается из соображений максимального теоретического удельного импульса в пустоте на основе результатов термодинамического расчета камеры сгорания. Коэффициент соотношения компонентов в ядре потока, где необходимо создавать наиболее выгодный $\alpha_{ок\ я} = \alpha_{ок\ нв}$, рассчитывается по формуле

$$K_{м\ я} = \alpha_{ок\ я} K_{мс}. \quad (3.63)$$

Поскольку в большинстве камер ЖРД используется охлаждение стенок камеры сгорания путем создания газовой или газожидкостной

завесы, т.е. слоя вдоль стенки со значительно пониженным $\alpha_{\text{ок зав}}$, то в дальнейших расчетах используется средний коэффициент массового соотношения компонентов

$$K_{\text{мсп}} = \frac{\dot{m}_{\text{оя}}}{\dot{m}_{\text{гя}} + \dot{m}_{\text{гзав}}} = \frac{K_{\text{мя}} \dot{m}_{\text{гя}}}{\dot{m}_{\text{гя}} (1 + \mu_{\text{зав}})} = \frac{K_{\text{мя}}}{1 + \mu_{\text{зав}}}, \quad (3.64)$$

где $\mu_{\text{зав}}$ — относительный расход горючего на создание завесы, обычно имеющий значение в пределах 0,025...0,04.

При использовании газовой завесы в результате перемешивания КРТ к критическому сечению сопла $\alpha_{\text{ок зав}}$ обычно оказывается равным примерно 0,4, а при использовании газожидкостной завесы — до 0,2.

IV. Расчет значения удельного импульса камеры:

1. Расчет расходного комплекса камеры. Теоретический расходный комплекс определяется по результатам термодинамического расчета, которые могут быть представлены в виде таблиц или графиков зависимости $\beta' = f(\alpha_{\text{оксп}}; \varepsilon; p_k)$. Действительный расходный комплекс камеры рассчитывается по формуле $\beta = \varphi_k \beta'$, причем используется значение φ_k , определенное для близкого по конструкции и организации рабочих процессов двигателя — прототипа (обычно $\varphi_k = 0,97...0,99$).

2. Расчет значения удельного импульса в пустоте. Удельный импульс в пустоте рассчитывается по формуле

$$I_{y_{\text{п}}} = \varphi_1 I'_{y_{\text{п}}} = \varphi_1 \beta' \kappa_{p_{\text{п}}} = \varphi_c \beta \kappa'_{p_{\text{п}}}. \quad (3.65)$$

Коэффициент полноты удельного импульса рассчитывается по формуле $\varphi_1 = \varphi_k \varphi_c$. Коэффициент сопла для ЖРД на углеводородных топливах может быть приближенно вычислен по эмпирической формуле типа

$$\varphi_c = 0,985 - 1,65 * 10^{-5} (\varepsilon - 200). \quad (3.66)$$

Необходимый для расчета удельного импульса в пустоте теоретический коэффициент тяги в пустоте $K'_{рп}$ находится по известной формуле (2.16), включающей ε и показатель адиабаты k . Показатель адиабаты для продуктов сгорания может быть определен по результатам термодинамического расчета. Для этого необходимо определить геометрическую степень расширения сопла \bar{F}_a , соответствующую рассчитанной величине ε , затем на графике зависимости $\bar{F}_a = f(k, \varepsilon)$ найти соответствующее значение k .

V. Расчет значения удельного импульса на расчетной высоте. Значение удельного импульса камеры на расчетной высоте необходимо для расчета секундного массового расхода топлива, требуемого для создания заданной тяги. Его расчет можно провести по формуле

$$I_{yp} = I_{yp} - \varphi_c \beta \bar{F}_a \frac{P_{hp}}{P_k}. \quad (3.67)$$

VI. Определение расходов КРТ. Значения необходимых расходов рассчитываются по формулам

$$\dot{m}_{TK} = \frac{P}{I_{yp}}, \quad (3.68)$$

$$\dot{m}_{\text{тк}} = \dot{m}_{\text{тк}} \frac{1}{1 + K_{\text{мсп}}}, \quad (3.69)$$

$$\dot{m}_{\text{ок}} = \dot{m}_{\text{тк}} \frac{K_{\text{мсп}}}{1 + K_{\text{мсп}}}. \quad (3.70)$$

VII. Расчет площадей характерных сечений камеры. Площади характерных сечений камеры рассчитываются из известных величин расходного комплекса и геометрической степени расширения сопла:

$$F_{\text{кр}} = \frac{\beta \dot{m}_{\text{тк}}}{p_{\text{к}}}, \quad (3.71)$$

$$F_{\text{а}} = F_{\text{кр}} \frac{F_{\text{а}}}{F_{\text{кр}}} = F_{\text{кр}} \bar{F}_{\text{а}}. \quad (3.72)$$

Вывод: газодинамический расчет камеры проводится на основе физической модели адиабатного течения газа в реактивном сопле с использованием результатов термодинамического расчета камеры сгорания. Потери энергии учитываются с помощью импульсных коэффициентов ЖРД.

3.11 Профилирование сопла ЖРД

Целью профилирования сопла камеры ЖРД является определение формы и размеров продольного сечения газового тракта камеры (рис. 3.15):

– радиусов характерных сечений (критического сечения – $R_{\text{кр}}$, выходного сечения – $R_{\text{а}}$, цилиндрической камеры сгорания – $R_{\text{КС}}$);

- радиусов скругления профиля газового тракта камеры (при входе в сопло – R_c , при входе в критическое сечение и при выходе из него – $R_{вх}$ и $R_{вых}$);
- углов входа β_m и выхода β_a из профилированной части сопла;
- длины: цилиндрической части камеры сгорания L_c , докритической (дозвуковой) части камеры L_d и закритической (сверхзвуковой) части сопла L_c .

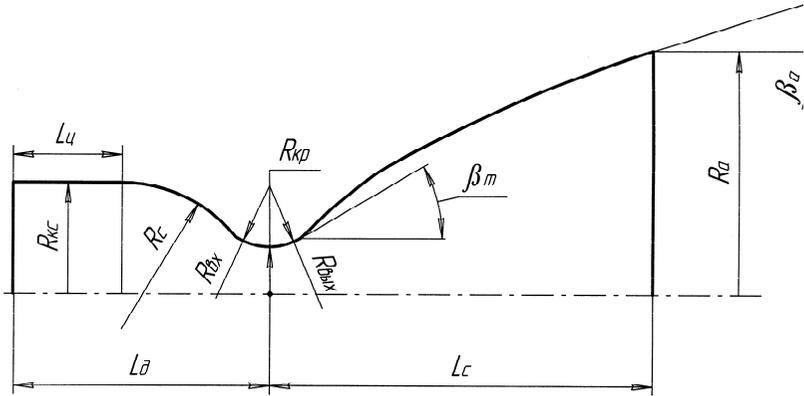


Рис. 3.15 Геометрические параметры газового тракта камеры ЖРД

Исходными данными для профилирования сопла служат значения площадей его характерных сечений: критического – $F_{кр}$ и выходного – F_a .

3.11.1 Расчет геометрических параметров и профилирование докритической части камеры

Для того чтобы построить профиль камеры от форсуночной головки до критического сечения, необходимо иметь размеры камеры

сгорания – ее радиус $R_{\text{кс}}$ и длины $L_{\text{ц}}$ и $L_{\text{д}}$. Докритическая часть сопла в современных камерах ЖРД выполняется в форме поверхности, состоящей из двух тороидальных участков. От цилиндрической части камеры начинается участок вписанного, или внутреннего, тора, который далее переходит в участок описывающего, или внешнего, тора, радиусы которых назовем соответственно радиусом скругления профиля газового тракта камеры при входе в сопло – $R_{\text{с}}$ и при входе в критическое сечение – $R_{\text{вх}}$.

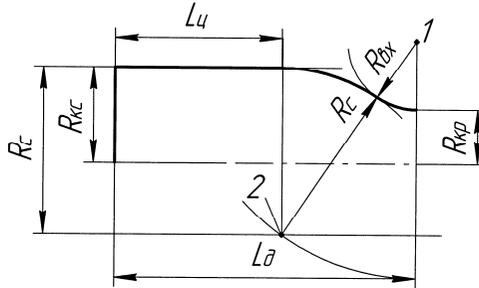


Рис. 3.16 Построение профиля докритической части камеры

Геометрические размеры и форма газового тракта камеры ЖРД рассчитываются исходя из условия оптимальной организации горения топлива в камере сгорания и плавного (безударного) течения газа в реактивном сопле. Опыт расчета и проектирования камер показывает, что эти условия, как правило, выполняются при выборе размеров камеры сгорания в пределах

$$R_{\text{кс}} = (1,7 \dots 1,8) R_{\text{кр}}, \quad (3.73)$$

$$L_{\text{д}} = (2 \dots 3) R_{\text{кс}}, \quad (3.74)$$

а при выборе характерных размеров дозвуковой части сопла в пределах

$$R_c = (1,5 \dots 2)R_{kc}, \quad (3.75)$$

$$R_{bx} = (1 \dots 1,5)R_{кр}. \quad (3.76)$$

Определив указанным образом координаты точки 1 (рис. 3.16), можно путем геометрических построений получить размер L_c и профиль докритической части газового тракта камеры. Для этого необходимо провести прямую, параллельную оси камеры, на расстоянии $R_c + R_{bx} - R_{kc}$ вниз от оси, а затем построить дугу радиусом $R_c + R_{bx}$ до пересечения с прямой. Перпендикуляр к оси камеры, проведенный через полученную точку пересечения 2, даст границу цилиндрической части камеры сгорания. Очевидно, что дуга с центром в точке 2 и радиусом R_c , построенная от правой границы цилиндрической части камеры сгорания, будет иметь общую касательную с дугой с центром в точке 1 и радиусом R_{bx} .

3.11.2 Расчет геометрических параметров и профилирование сверхзвуковой части камеры

Рассмотренные ранее соотношения показывают, что скорость истечения газов из сопла и давление на срезе не зависят от его формы. Необходимо лишь, чтобы сопло вначале сужалось, а затем расширялось. Изменение профиля сопла, т. е. закон изменения площади сечения по длине, сказывается только на законе изменения парамет-

ров газового потока по длине. Давление и скорость на выходе определяются только отношением площади выходного сечения F_a к площади критического сечения $F_{кр}$.

Геометрическая форма сопла должна выбираться так, чтобы сопло не давало больших потерь скорости. В то же время его поверхность должна быть наименьшей. С увеличением поверхности возрастают вес сопла и количество тепла, передаваемого в охлаждающую жидкость.

Потери в сопле происходят в результате трения, ударов и вихреобразования в газовом потоке. При этом часть кинетической энергии направленного движения переходит в неиспользуемое для создания силы тяги теплосодержание газа. Рассмотрим в связи с этим, как нужно профилировать закритическую часть сопла.

В закритической части для уменьшения поверхности сопло желательно сделать более коротким и соответственно увеличить угол расширения.

Однако может случиться так, что при большом угле расширения поток газа, текущий с большой скоростью, не будет успевать расширяться и не заполнит все сечение сопла. Произойдет отрыв потока от стенок и резко возрастут потери на вихреобразование. Таким образом, угол расширения сопла должен быть ограничен.

Допускаемый угол расширения сопел в ЖРД довольно велик. В начале расширяющейся части сопла он может достигать до $35...40^\circ$. Здесь еще происходят интенсивные реакции догорания и рекомбинации, которые сопровождаются выделением тепла. По этой причине

условия радиального расширения потока облегчаются и отрыва струи от стенок, даже при таких больших углах расширения, не произойдет.

На выходе из сопла угол расширения должен быть уменьшен. Здесь реакции рекомбинации и догорания значительно менее интенсивны, подвод тепла уменьшается и условия расширения потока затрудняются. Кроме того, на выходе из сопла угол расширения желательно уменьшить еще и для того, чтобы снизить радиальную составляющую скорости потока, которая не дает тяги. Желательно, чтобы весь поток имел направление, совпадающее с осью ракеты.

По технологическим соображениям удобнее делать расширяющуюся часть сопла в виде конуса. Однако в этом случае угол раскрытия сопла приходится во избежание потерь брать сравнительно небольшим ($20...30^\circ$) и сопло получается длинным, с большой площадью боковой поверхности.

Более выгодным следует считать сопло, угол наклона профиля которого изменяется по длине. Переход от большого угла расширения у критического сечения к малому углу на срезе здесь выполняется по некоторой кривой. Длина сопла и потери на радиальное течение сокращаются до возможного минимума. Такая форма сопла, однако, не исключает возможности возникновения местных потерь. Для того чтобы свести эти потери до минимума, необходимо профиль сопла делать соответствующим траектории частиц газа, текущих около стенки. Эта траектория является вполне определенной, если заданы геометрическая степень расширения сопла и распределение скоростей в критическом сечении и на срезе сопла. Сопла, выполненные таким образом, называются газодинамически профилированными соплами.

Профиль рассматриваемого сопла можно получить путем ряда построений, выполненных в указанной ниже последовательности.

I. Выбор радиуса скругления профиля на выходе из критического сечения. С целью снижения потерь на трение в сопле и его массы $R_{\text{вых}}$ выбирается меньший, чем $R_{\text{вх}}$. Опыт показывает, что оптимальным оказывается значение радиуса выхода из критического сечения в пределах

$$R_{\text{вых}} = (0,4 \dots 0,6) R_{\text{кр}}. \quad (3.77)$$

II. Выбор оптимальных геометрических параметров профилированной части сопла. Форма газового тракта сверхзвукового сопла может быть охарактеризована такими относительными параметрами, как

относительный диаметр среза сопла $\bar{D}_a = \frac{D_a}{D_{\text{кр}}} = \frac{R_a}{R_{\text{кр}}}$ и относительная

длина сверхзвуковой части сопла $\bar{L}_c = \frac{L_c}{R_{\text{кр}}}$. Газодинамический расчет

сверхзвукового течения газов в сопле, при котором потери энергии будут минимальными, показывает, что для сопла оптимальной формы существуют вполне определенные конкретные соотношения между \bar{D}_a , \bar{L}_c и углами входа и выхода из профилированной части сопла β_m и β_a . Для выбора оптимальных параметров следует поступить следующим образом:

1) выбрать значение угла выхода газового потока из сопла β_a : опыт показывает, что оптимальными оказываются значения этого

угла в пределах $\beta_a = 7...12^\circ$ (при выборе следует ориентироваться на соответствующий параметр двигателя-прототипа);

2) по известным значениям \bar{D}_a и β_a определить соответствующее им значение оптимального угла β_m ;

3) по известным значениям β_m и β_a определить соответствующее им значение относительной длины сверхзвуковой части сопла \bar{L}_c ;

4) рассчитать значение оптимальной длины сверхзвуковой части сопла по формуле

$$L_c = \bar{L}_c R_{кр}. \quad (3.78)$$

III. Определение положения точки входа газового потока в профилированную часть сопла. Положение точки входа газового потока в профилированную часть сопла 3 должно обеспечить плавное течение газов. Поэтому оптимальным ее положением будет такая точка на дуге с центром в точке 1 и радиусом $R_{вых}$, в которой угол наклона касательной к дуге равен β_m .

IV. Определение положения точки выхода газового потока из сопла. Точка выхода газового потока из сопла 4 должна находиться на расстоянии R_a от оси камеры и на расстоянии L_c от критического сечения сопла в направлении вдоль оси камеры.

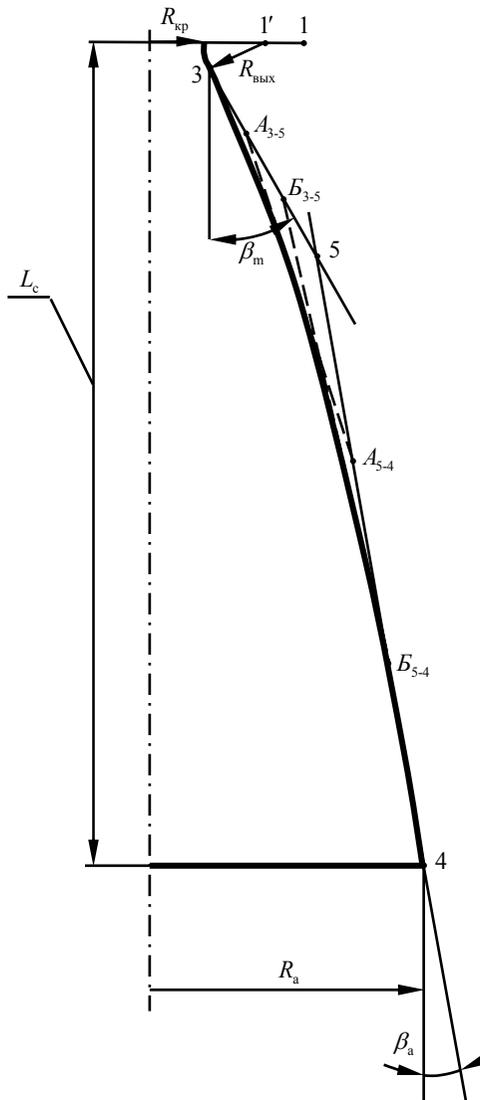


Рис. 3.17 Построение профиля закритической части реактивного сопла ЖРД

V. Построение линии газодинамически плавного профиля. Одним из простых способов построения линии газодинамически плавного профиля является использование метода касательных. Для этого выполним следующие действия:

1) через точку входа 3 проведем прямую под углом β_m к горизонтали, а через точку выхода 4 – прямую под углом β_a к горизонтали; точку пересечения этих прямых обозначим цифрой 5;

2) разделим точками отрезки 3–5 и 5–4 каждый на равное количество отрезков (чем больше количество отрезков, на которые будет произведено деление, тем точнее получится профиль); обозначим точки деления на каждом отрезке слева направо как A_{3-5} , B_{3-5} , V_{3-5} , ... и A_{5-4} , B_{5-4} , V_{5-4} , ... соответственно;

3) через соответственные точки деления (A_{3-5} и A_{5-4} , B_{3-5} и B_{5-4} , V_{3-5} и V_{5-4} , ...) проведем отрезки;

4) через середины полученных отрезков проведем кривую так, чтобы в каждой точке она была касательной к соответствующему отрезку.

Полученная кривая будет близкой к линии газодинамически плавного профиля.

Вывод: профилирование сопла ЖРД производится на основе опытных данных. Одним из способов построения газодинамически плавного профиля является метод касательных.

ТЕМА № 4

ОХЛАЖДЕНИЕ КАМЕР РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Лекция 4.1

Теплообмен в камерах ЖРД

4.1. Физическая модель теплообмена в камере ЖРД

В камере работающего ЖРД температура газов достигает величин 3500...4000 К. Допустимые же температуры для конструкционных материалов, из которых изготавливают камеры ЖРД (хромоникелевые стали), не превышают 1100...1300 К. При нагреве этих сплавов выше допустимых температур они теряют прочность. Следовательно, необходимо принимать специальные меры для обеспечения работоспособности камеры. Комплекс таких мер называется охлаждением камеры.

Для того чтобы определить, какие меры необходимо предпринять для защиты конструкции камеры от перегрева и оценить эффективность этих мер, необходимо знать, какие тепловые потоки и какие температуры будут иметь место в камере.

Рассмотрим один из наиболее сложных вариантов охлаждения камеры – проточное регенеративное охлаждение. При таком способе охлаждения тепло передается от газа к камере через внутреннюю (огневую) стенку камеры к охлаждающей жидкости и частично – от жидкости во внешнюю стенку, а от нее – в окружающую среду.

Теплообмен в данном случае является сложным процессом, включающим следующие элементарные процессы:

- 1) передачу тепла от газа к стенке теплопроводностью, конвективным и лучистым теплообменом;
- 2) передачу тепла через огнеую стенку теплопроводностью;
- 3) передачу тепла конвективным теплообменом и теплопроводностью от огнеой стенки к охлаждающей жидкости;
- 4) передачу тепла конвективным теплообменом и теплопроводностью от жидкости к наружной стенке;
- 5) передачу тепла через наружную стенку теплопроводностью;
- 6) передачу тепла от наружной стенки в окружающую среду теплопроводностью, конвективным и лучистым теплообменом.

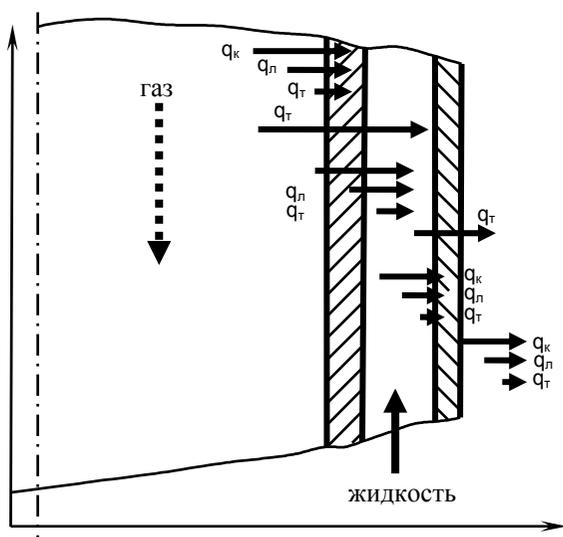


Рис. 4.1 Физические процессы теплообмена в камере ЖРД

Выводы:

1. Вследствие того что газы в камере имеют высокую температуру, необходимо охлаждение камеры – комплекс мер, обеспечивающих

поддержание температуры конструкции камеры в допустимых пределах.

2. Теплопередача при охлаждении камеры – сложный физический процесс, включающий в себя теплопроводность, лучистый и конвективный теплообмен.

4.2 Передача тепла от газов к огневой стенке конвективным теплообменом

Конвективный теплообмен – это перенос тепла хаотически движущимися в пограничном слое молекулами газа.

Из теории теплообмена известно, что удельный тепловой поток при конвекции определяется законом Ньютона:

$$q_k = \alpha_k \Delta T, \quad (4.1)$$

где α_k – коэффициент конвективной теплоотдачи от газа к стенке; ΔT – перепад температур в поперечном сечении теплового пограничного слоя.

Следовательно, для оценки передачи тепла от газов к огневой стенке необходимо уметь определять α_k и ΔT .

4.2.1 Определение значения перепада температур между газом и стенкой

Применительно к течению газа в камере ЖРД

$$\Delta T = T_{гр.} - T_{ст.}, \quad (4.2)$$

где $T_{гр.}$ – температура продуктов сгорания на границе пограничного слоя; $T_{гст.}$ – температура газа на поверхности стенки.

Температура газа на поверхности стенки считается равной температуре стенки со стороны газа:

$$T_{гст.} = T_{ст.г} \quad (4.3)$$

Значение $T_{ст.г}$ достаточно точно определяется экспериментально – датчиками температуры.

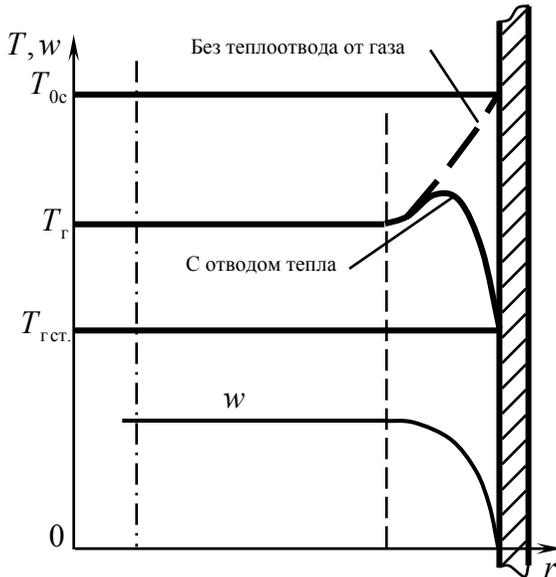


Рис. 4.2 К определению значения перепада температур между газом и стенкой

Температуру $T_{гр.}$ невозможно определить экспериментально, так как для этого было бы необходимо разместить датчики температуры в камере сгорания. Такой датчик должен был бы работать в хи-

мически агрессивной среде при высоких температурах и давлениях и к тому же вносил бы возмущения в течение продуктов сгорания. Поэтому при расчетах рассуждают нижеследующим образом (рис. 4.2).

Во-первых, при отсутствии теплообмена со стенкой полная температура газа у стенки была бы равна температуре торможения газов, так как их скорость на поверхности стенки равна нулю:

$$T'_{\text{г ст.}} = T_{0\text{г}} = T_{\text{г}} + \frac{w_{\text{г}}^2}{2c_p}. \quad (4.4)$$

Во-вторых, независимо от наличия или отсутствия теплоотвода давление у стенки выше, чем в ядре потока и равно давлению торможения газов:

$$p'_{\text{г ст.}} = p_{0\text{г}} = p_{\text{г}} + \frac{w_{\text{г}}^2}{2} \rho_{\text{г}}. \quad (4.5)$$

Следовательно, при наличии теплоотвода в стенку у стенки создаются условия несколько пониженной температуры и повышенного давления, что ведет к усилению рекомбинации диссоциировавших продуктов сгорания, а значит, к дополнительному выделению тепла. Это дополнительное выделение тепла учитывают, считая температуру на границе пограничного слоя $T_{\text{г гр.}}$ равной температуре торможения газов $T_{0\text{г}}$:

$$T_{\text{г гр.}} \approx T_{0\text{г}}. \quad (4.6)$$

Наиболее близко этой температуре соответствует теоретическая температура продуктов сгорания T'_{0c} , которая определяется при термодинамическом расчете камеры. Ее и используют в расчетах.

4.2.2 Определение коэффициента теплоотдачи от газа в стенку

Определение коэффициента теплоотдачи α_k является сложной теплотехнической задачей. Наиболее простым способом является его определение на основе теории подобия.

Коэффициент теплоотдачи α_k входит в критерий подобия, который называют *числом Нуссельта*:

$$Nu = \frac{\alpha_k}{\lambda_r} d, \quad (4.7)$$

где λ_r – коэффициент теплопроводности газов; d – характерный линейный размер, в данном случае диаметр камеры.

Число Нуссельта характеризует условия теплообмена на границе между стенкой и газом. Оно при стационарном теплообмене связано с двумя другими критериями – *числом Рейнольдса* и *числом Прандтля*:

$$Re = \frac{\rho_r w_r}{\mu_r} d = \frac{\dot{m}}{F \mu_r} d, \quad (4.8)$$

$$Pr = \frac{\mu_r c_p}{\lambda_r}, \quad (4.9)$$

где F – площадь поперечного сечения канала; ρ_{Γ} , w_{Γ} , μ_{Γ} , λ_{Γ} – соответственно плотность, скорость, вязкость и удельная теплопроводность газа; c_p – удельная теплоемкость газа.

Число Рейнольдса характеризует газодинамическое подобие вынужденного движения газа в пограничном слое.

Число Прандтля характеризует подобие физических свойств среды, т.е. свойства рабочего тела.

Зависимость числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Прандтля находят экспериментально и представляют в виде эмпирической зависимости типа $Nu = C \cdot Re^n \cdot Pr^m$. Так, для теплообмена газа со стенкой при стабилизированном турбулентном течении газа в трубах справедлива формула

$$Nu = 0,026 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}. \quad (4.10)$$

Подставив в эту формулу выражения для чисел Рейнольдса и Прандтля, получим уравнение, связывающее критерии подобия:

$$\alpha_{\kappa} = 0,026 \frac{\lambda_{\Gamma}^{0,6}}{d^{0,2}} \left(\frac{c_p}{\mu_{\Gamma}} \right)^{0,4} (\rho_{\Gamma} w_{\Gamma})^{0,8}. \quad (4.11)$$

Анализ зависимости (4.11) показывает, что определяющее влияние на значение коэффициента теплоотдачи оказывают плотность тока $\rho_{\Gamma} w_{\Gamma}$ и термогазодинамические свойства топлива и продуктов сгорания – λ_{Γ} , μ_{Γ} , c_p .

Для каждого конкретного состава газов основную роль играет плотность тока, так как теплофизические параметры газа в пограничном слое изменяются слабо, а влияние диаметра канала d невелико и совпадает по направлению с влиянием плотности тока. Поскольку плотность тока в критическом сечении максимальна, коэффициент теплоотдачи здесь достигает наибольшей величины.

При расчете коэффициента теплоотдачи в формулу (4.11) следует подставлять значения теплофизических параметров λ_r , μ_r и c_p , соответствующие средней температуре в пограничном слое газа:

$$T_{r\text{ср.}} = \frac{T_{r\text{гр.}} + T_{r\text{ст.}}}{2}. \quad (4.12)$$

На практике основными параметрами, характеризующими ЖРД заданной геометрии, являются давление в камере сгорания p_{0c} , химический состав топлива и полнота его сгорания, которые характеризуются расходным комплексом β . Подставив в формулу (4.11) вы-

ражения $\rho_r w_r = \frac{\dot{m}}{F} = \frac{p_{0c} F_{\text{кр}}}{\beta F}$ и $\beta = \frac{\sqrt{R_c T_{0c}}}{m}$ и введя размерный

комплекс $z_r = \lambda_r^{0,6} \left(\frac{c_p}{\mu_r} \right)^{0,4}$, характеризующий теплофизические

свойства продуктов сгорания, получим

$$\alpha_k = 0,026 \frac{z_r}{d^{0,2}} \left(\frac{p_{0c}}{\beta} \right)^{0,8} \left(\frac{F}{F_{\text{кр}}} \right)^{0,8}. \quad (4.13)$$

При неизменном соотношении компонентов в пристеночном слое приближенно можно считать, что значения z_r и β являются постоянными, и тогда в некотором фиксированном сечении камеры

$$\alpha_k = Ap_{0c}^{0,8}, \quad (4.14)$$

где $A = \frac{0,026z_r}{d^{0,2}} \left(\frac{F_{кр}}{\beta F} \right)^{0,8}$, а удельный тепловой поток в каждом фиксированном сечении камеры будет равен

$$q_k = Ap_{0c}^{0,8} (T_{0c} - T_{0c.r}). \quad (4.15)$$

В первом приближении перепад температур в пограничном слое можно считать постоянным, и тогда характер изменения конвективного удельного теплового потока по длине камеры будет определяться изменением величины α_k . Если в выражении для коэффициента A диаметр камеры d выразить через площадь сечения, то при постоянном давлении в камере сгорания изменение коэффициента конвективной теплоотдачи по сечениям камеры может быть выражено приближенной формулой

$$\alpha_k \approx \alpha_{кр} \left(\frac{F_{кр}}{F} \right)^{0,9}. \quad (4.16)$$

Анализ формулы (4.16) показывает, что максимальное значение коэффициент конвективной теплоотдачи имеет в критическом сечении. Поэтому на практике, как правило, рассчитывают тепловое со-

стояние камеры в критическом сечении, считая, что в других сечениях камеры оно заведомо лучше. Характер изменения удельного конвективного теплового потока в стенку камеры по длине камеры показан на рис. 4.3.

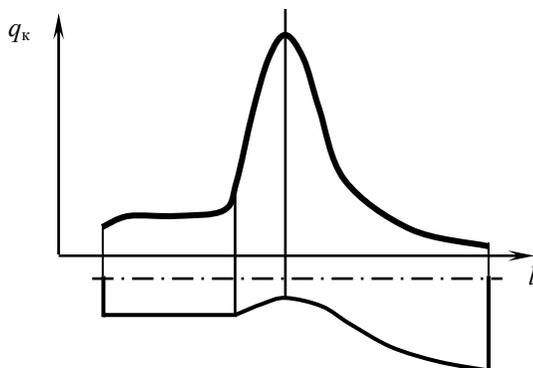


Рис. 4.3 Изменение плотности теплового потока q_k по сечениям камеры ЖРД

На практике часто при расчетах удельного теплового потока в критическом сечении камеры ЖРД используют эмпирическую формулу, полученную из уравнений Фурье для распространения теплоты теплопроводностью в сочетании с уравнениями пограничного слоя. Эта формула имеет вид

$$q_k \approx \bar{q} \frac{p_k^{0,85}}{R_{кр}^{0,15}} S, \quad (4.17)$$

где $\bar{q} = 18 \dots 20$ – коэффициент, зависящий от формы и размеров камеры (определяется экспериментально); S – термодинамическая функция, значение которой зависит от $T_{гст.} = T_{ст.г}$, типа КРТ и соот-

ношения компонентов. Графики S -функции получают на основе результатов термодинамического расчета камеры ЖРД.

Выводы:

1. Значение удельного теплового потока от газов к стенке зависит от значения перепада температур между стенкой и газом и коэффициента конвективной теплоотдачи.

2. В качестве температуры газов на границе пограничного слоя при расчете удельного теплового потока от газов к стенке используют теоретическую температуру газов T'_{0c} .

3. Значение коэффициента конвективной теплоотдачи от газов к стенке зависит от теплофизических свойств газа, диаметра газового тракта и плотности тока газов в нем.

4. В каждом фиксированном сечении камеры при неизменном соотношении компонентов значение коэффициента конвективной теплоотдачи от газов к стенке зависит от давления в камере сгорания.

5. На практике расчет удельного теплового потока от газов к стенке проводится для критического сечения камеры с использованием эмпирической формулы.

4.3 Передача тепла от газов к огневой стенке лучистым теплообменом

Лучистый теплообмен – это излучение горячими газами лучистой энергии и поглощение ее стенкой камеры, т.е. превращение в тепловую энергию. Носителями лучистой энергии являются электромагнитные колебания. Для теплообмена имеют значение те лучи, которые возникают при нагреве тела и определяются его температурой и оптическими свойствами. Таким лучами являются главным образом лучи видимого [с длиной волны $\lambda = (0,4...0,8) \cdot 10^{-3}$ мм] и инфракрас-

ного [с длиной волны $\lambda = (0,8 \dots 800) \cdot 10^{-3}$ мм] диапазонов. Их называют *тепловыми лучами*, а процесс их распространения – *тепловым излучением* или радиацией.

В соответствии с законом Стефана–Больцмана полное количество энергии, излучаемое в одну секунду одним квадратным метром тела, выражается формулой

$$q = C \left(\frac{T}{100} \right)^4 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (4.18a)$$

где C — коэффициент излучения данного тела; $C_0 = 5,67 \frac{Вт}{м^2 K^4}$ — ко-

эффициент излучения абсолютно черного тела; $\varepsilon = \frac{C}{C_0}$ — относитель-

ная излучательная способность или степень черноты данного тела.

Если на тело падает удельный тепловой поток лучистой энергии q и тело поглощает его часть – удельный тепловой поток q_A , то

$A = \frac{q_A}{q}$ – относительная поглощательная способность тела. Таким

образом, лучистый тепловой поток, излучаемый горячим газом, проходя через пристеночный слой газа с относительной поглощательной способностью A_T и падая на стенку с определенной степенью черноты, будет иметь значение

$$q_{л} \approx C_0 \varepsilon_{ст.эф} \left(\varepsilon_T \left(\frac{T_T}{100} \right)^4 - A_T \left(\frac{T_{ст.Т}}{100} \right)^4 \right), \quad (4.18б)$$

где ε_r – степень черноты продуктов сгорания; $\varepsilon_{\text{ст.эф}}$ – эффективная степень черноты стенки; T_r – термодинамическая температура газа в ядре потока.

Эффективная степень черноты стенки камеры ЖРД учитывает увеличение теплового потока в стенку за счет многократного отражения лучей внутри камеры сгорания:

$$\varepsilon_{\text{ст.эф}} = \varepsilon_{\text{ст}} \left[1 + (1 - \varepsilon_{\text{ст}})(1 - \varepsilon_r) \right], \quad (4.19)$$

где $\varepsilon_{\text{ст}}$ – степень черноты стенки камеры. Значения $\varepsilon_{\text{ст}}$ устанавливаются экспериментальным путем и сводятся в справочные таблицы.

Степень черноты продуктов сгорания определяется значениями степени черноты газов, составляющих смесь. Поскольку главным источником излучения в камере сгорания ЖРД являются пары воды и углекислый газ, то с некоторой степенью приближения можно записать:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{CO}_2} \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (4.20)$$

Произведение $\varepsilon_{\text{CO}_2} \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ в выражении (4.20) учитывает снижение излучательной способности продуктов сгорания за счет взаимного поглощения части лучистой энергии составляющими газам.

Степень черноты основных излучающих газов можно определить по приближенным эмпирическим зависимостям:

$$\varepsilon_{\text{CO}_2} = 0,162 \cdot 10^{-1} (p_{\text{CO}_2} l)^{0,33} \left(\frac{T_r}{100} \right)^{-0,5}, \quad (4.21)$$

$$\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,732 \cdot 10^{-4} p_{\text{H}_2\text{O}}^{0,8} l^{0,6} \left(\frac{T_{\text{r}}}{100} \right)^{-1}. \quad (4.22)$$

Здесь p_{CO_2} , $p_{\text{H}_2\text{O}}$ – парциальные давления газов, Па; l – приведенная длина луча, м, которую для цилиндрической камеры сгорания можно выразить соотношением

$$l = \frac{1}{\frac{1}{D_{\text{КС}}} + \frac{1}{2L_{\text{КС}}}}, \quad (4.23)$$

где $D_{\text{КС}}$ и $L_{\text{КС}}$ – диаметр и длина камеры сгорания.

Из выражений (4.23), (4.21) и (4.22) следует, что с увеличением размеров камеры сгорания приведенная длина луча (а следовательно, и степень черноты газа), увеличивается, что приводит к увеличению лучистого теплового потока.

Коэффициент поглощения газа A_{r} , взятый при температуре $T_{\text{ст.г}}$, характеризует снижение теплового потока в стенку вследствие возврата энергии газу излучением нагретой стенки. В технических расчетах обычно полагают, что $A_{\text{r}} = \varepsilon_{\text{r}}$, а поскольку $T_{\text{ст.г}} \ll T_{\text{r}}$, расчеты ведут по упрощенной формуле

$$q_{\text{л}} \approx C_0 \varepsilon_{\text{ст.эф}} \varepsilon_{\text{r}} \left(\frac{T_{\text{r}}}{100} \right)^4. \quad (4.24)$$

В ЖРД, как правило, лучистый тепловой поток вычисляется только в конце цилиндрической части камеры сгорания, где он имеет

наибольшую величину ($q_{\text{ЛКС}}$). В сопловой части камеры ЖРД он резко снижается из-за уменьшения термодинамической температуры продуктов сгорания и степени черноты газа вследствие снижения давления.

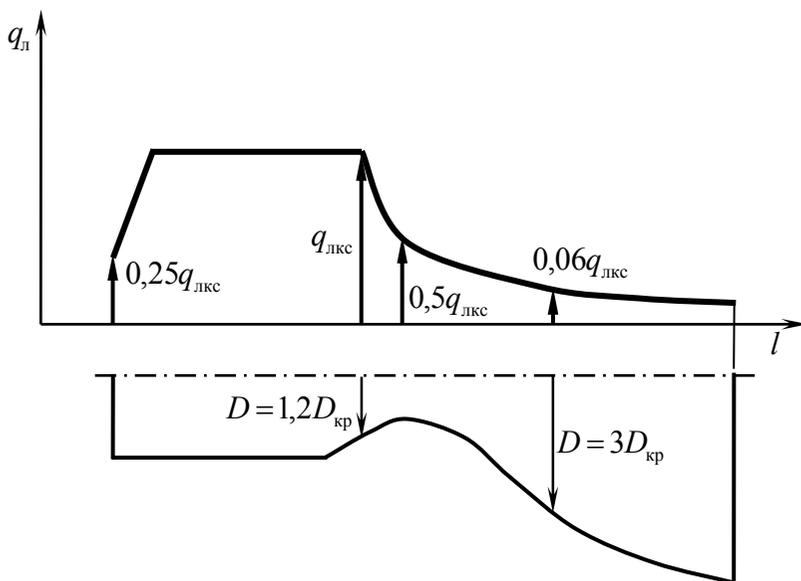


Рис. 4.4 К расчету лучистого теплового потока в камере ЖРД

При расчетах предполагается, что $T_r = T_{0c}$, так как скорость течения газа в камере сгорания небольшая. Изменение лучистого теплового потока по длине камеры обычно определяется по статистическим данным. Лучистый тепловой поток вдоль камеры сгорания, за исключением его начального участка длиной 5...10 см, считается постоянным и равным $q_{\text{ЛКС}}$. Непосредственно у головки лучистый тепловой поток полагают равным $0,25 q_{\text{ЛКС}}$. В докритической части со-

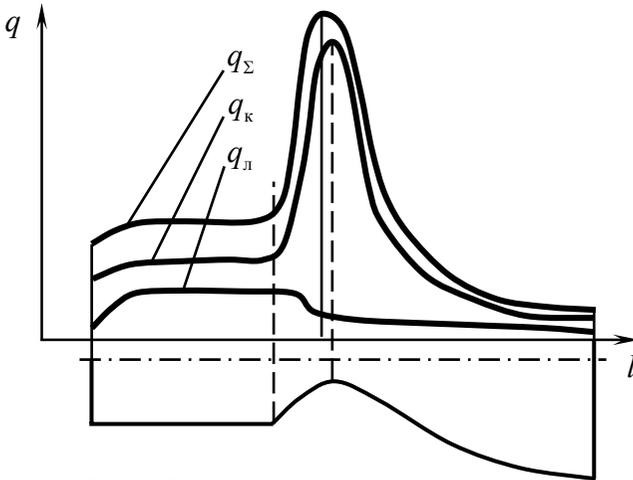


Рис. 4.5 Суммарный удельный тепловой поток в стенку камеры ЖРД

пла до сечения диаметром $D_1=1,2D_{кр}$ лучистый тепловой поток считают равным $q_{лКС}$, а в критическом сечении – $0,5 q_{лКС}$. В закритической части сопла тепловой поток резко снижается и в сечении диаметром $D_2=3D_{кр}$ считается равным $0,06 q_{лКС}$. Соединив эти точки плавной кривой, получим распределение лучистого теплового потока вдоль камеры ЖРД (рис. 4.4).

Приведенную выше методику определения лучистого теплового потока можно использовать для камер с однородным составом продуктов сгорания по поперечному сечению. При наличии специального пристеночного слоя, изолирующего стенки камеры от продуктов сгорания, лучистый тепловой поток оказывается меньше. В этом случае считают, что лучистый тепловой поток с учетом пристеночного слоя

$$q_{лпр} = (0,6...0,8)q_{л} \quad (4.25)$$

Суммарный удельный тепловой поток определяется сложением конвективного удельного теплового потока с лучистым. Результат такого сложения на качественном уровне показан на рис. 4.5. Как видно на рисунке, максимум суммарного удельного теплового потока будет находиться вблизи критического сечения сопла в области дозвукового течения газа.

Вывод: передача тепла в камере ЖРД излучением зависит от температуры и оптических свойств газов и стенки камеры. Наибольшая плотность лучистого теплового потока наблюдается в докритической части сопла вблизи критического сечения.

4.4 Общие представления об охлаждении камер ЖРД

4.4.1 *Определение допустимой температуры огневой стенки*

Известно, что температура торможения продуктов сгорания современных ЖРД может достигать 3500...4000 К. При нагреве до такой температуры ни один из существующих конструкционных материалов не может обеспечить прочность стенки. Поэтому должны быть приняты специальные меры по снижению температуры стенки до приемлемой величины. Но как определить, какая температура стенки является допустимой?

Основными факторами, от которых зависит величина допустимой температуры стенки $T_{\text{доп}}$, являются материал стенки, род топлива, соотношение компонентов и фазовый состав продуктов сгорания.

Повышение температуры стенки влечет за собой снижение ее прочности, что может привести к механическому разрушению. Следовательно, температура стенки должна быть меньше температуры ($T_{\text{доп}}$)_{мп}, допустимой по механической прочности. Это температура,

при превышении которой предел прочности понизится до величины напряжений, возникающих в стенке при заданных размерах и конструкции камеры и при заданных статических и динамических нагрузках.

От рода топлива и соотношения компонентов зависит химическая агрессивность газов. С повышением температуры стенки возрастает скорость химической эрозии ее материала. Следовательно, температура стенки должна быть меньше температуры $(T_{\text{доп}})_{\text{хэ}}$, допустимой по химической эрозии. Это температура, при превышении которой скорость химической эрозии при заданных химическом составе и давлении газов превысит допустимую.

От фазового состава, а именно от количества и размеров содержащихся в них твердых частиц, зависит интенсивность механической эрозии стенок камеры. С увеличением температуры стенки ее материал размягчается и большее его количество уносится с поверхности в единицу времени. Следовательно, температура стенки должна быть меньше $(T_{\text{доп}})_{\text{мэ}}$, допустимой по механической эрозии. Это температура, при превышении которой скорость механической эрозии при данном фазовом составе и скорости течения газов превысит допустимую.

Таким образом, температура стенки должна быть меньше любой из перечисленных температур, что может быть описано уравнением

$$T_{\text{доп}} = \min [(T_{\text{доп}})_{\text{мп}}; (T_{\text{доп}})_{\text{хэ}}; (T_{\text{доп}})_{\text{мэ}}]. \quad (4.26)$$

Понятно, что для разных сочетаний конструкции, размеров, материала стенок камеры, рода топлива, соотношения компонентов и фазового состава топлива минимальной может оказаться та или иная из допустимых температур.

По современным данным допустимые температуры стенки могут принимать значения в следующих пределах: для хромоникелевых нержавеющей сталей – 1100...1300 К, для медных сплавов – 750...850 К, для алюминиевых сплавов – 450...500 К.

Вывод: в качестве допустимой выбирается наименьшая из допустимых температур по механической прочности, по химической или механической эрозии.

4.4.2 Способы охлаждения камер ЖРД

Как уже известно, охлаждением камер называется комплекс мер, направленный на поддержание температуры ее стенок в допустимых пределах. Выясним, каким образом это можно сделать.

Снизить температуру стенки теоретически можно двумя путями: увеличением отводимого теплового потока и уменьшением подводимого потока.

Увеличение отводимого теплового потока может осуществляться наружными, внутренними и емкостным способами. Различия между ними состоят в направлении отвода тепла: наружу сквозь стенку, вовнутрь от стенки в полость камеры или в глубь материала стенки.

К наружным способам относятся проточный и радиационный способы. Проточный способ предполагает отвод тепла от стенки с помощью охлаждающей жидкости (охладителя), которая протекает по каналам в стенке. При радиационном способе отвод тепла от стенки осуществляется излучением в окружающее пространство.

Внутренние способы охлаждения — это абляционный и завесный способы. Смысл обоих способов заключается в том, что часть тепла, подводимого к стенке, расходуется на нагрев и испарение за-

щитного слоя, расположенного у стенки, и затем уносится из камеры истекающими газами вместе с испаренным веществом. Различие между ними состоит в виде фазового перехода вещества: из твердой в жидкую и затем в газообразную фазу при абляционном способе охлаждения или из жидкой в газообразную – при завесном способе охлаждения.

Емкостной способ охлаждения предполагает увеличение толщины массы стенок камеры сверх потребностей обеспечения ее прочности. Поскольку нагрев массивного тела требует некоторого времени, увеличение массы можно считать равносильным «теплоотводу внутрь».

Уменьшение подводимого теплового потока может быть достигнуто (при неизменном температурном перепаде между ядром потока в камере и окружающей средой) только за счет уменьшения коэффициента теплопередачи. Процесс теплопередачи складывается из конвективного теплообмена и передачи тепла теплопроводностью, поэтому коэффициент теплопередачи можно снизить двумя способами: уменьшением коэффициента конвективной теплоотдачи α_k пристеночного слоя или нанесением на поверхность стенки тугоплавких покрытий с низкой теплопроводностью.

Первый способ легко осуществить значительным отклонением соотношения компонентов в пристеночном слое от создаваемого в ядре потока, что приводит к снижению температуры и изменению теплофизических свойств газовой смеси. Целесообразно применять снижение $\alpha_{ок}$ в пристеночном слое, так как при избытке окислителя будет создана химически агрессивная среда, что может привести к усилению химической эрозии стенок камеры. Обычно это осуществ-

ляется размещением форсунок только горючего по периферии смесительной головки. Эффективность нанесения на поверхность стенки тугоплавких покрытий с низкой теплопроводностью как способа охлаждения зависит от свойств материала покрытия и от его толщины.

Вывод: существует большое количество способов охлаждения камер ЖРД, что ставит перед инженером задачу выбора оптимальной организации охлаждения.

4.4.3 Выбор оптимального способа охлаждения камеры

Основным требованием, предъявляемым к способу охлаждения камеры, является его высокая надежность, обеспечивающая целостность камеры в течение заданного времени работы ЖРД при минимуме увеличения массы конструкции и снижения удельного импульса двигателя. Рассмотрим способы охлаждения камеры с точки зрения предъявляемых требований.

Проточный способ охлаждения может быть реализован в двух формах: в виде проточного регенеративного охлаждения, когда охладителем является один из компонентов ракетного топлива, и в виде автономного охлаждения, когда охладитель используется только для охлаждения. Автономное охлаждение используется только на испытательных стендах, так как требует установки дополнительных устройств. Проточное регенеративное охлаждение позволяет отводить от стенок камеры большие тепловые потоки и при этом повысить энергетическую эффективность двигателя, так как отведенное тепло возвращается в камеру сгорания с компонентом охладителем. В качестве охладителя практически всегда используется горючее, так как все окислители — химически агрессивные вещества. Однако проточное

регенеративное охлаждение обеспечивает надежное охлаждение только при умеренных давлениях в камере сгорания. Поэтому в двигателях большой тяги его использование невозможно.

Радиационное охлаждение просто по конструкции и поэтому надежно. Однако тепловой поток, который можно отвести этим способом, ограничен площадью излучающей поверхности. Поэтому радиационное охлаждение применяют только в камерах двигателей малых тяг.

Емкостное охлаждение просто и надежно, однако требует значительного увеличения массы камеры и действует короткое время. Поэтому этот способ охлаждения пригоден только для камер ЖРД небольшой тяги, работающих кратковременно или в импульсном режиме.

Снижение коэффициента избытка окислителя в пристеночном слое и создание жидкостной завесы – достаточно надежные способы охлаждения. Однако их использование приводит к отклонению среднего $\alpha_{ок}$ в камере от оптимального, что снижает удельный импульс двигателя. Поэтому использование этих способов охлаждения на двигателях больших тяг нецелесообразно. Также на них нецелесообразно использовать нанесение тугоплавких теплозащитных покрытий и абляционных покрытий, так как унос части их материала приводит к изменению геометрии проточного тракта камеры, а абляционное покрытие к тому же значительно утяжеляет конструкцию камеры.

Выводы:

1. Выбор оптимального способа охлаждения камеры в значительной степени зависит от значения тяги и режима работы ЖРД.
2. Для создания экономичных ЖРД большой тяги следует комбинировать различные способы охлаждения камеры.

Лекция 4.2

Проточное охлаждение камер ЖРД

4.5 Основные факторы, влияющие на эффективность теплоотвода при проточном охлаждении камеры ЖРД

4.5.1 Физическая модель теплоотвода от стенки в жидкость

В камерах маршевых двигателей ракет-носителей используется проточное регенеративное охлаждение горючим в сочетании с другими способами охлаждения. Эффективность такого охлаждения в значительной степени определяется эффективностью теплоотвода от огневой стенки к охладителю. Выясним, от чего зависит величина удельного теплового потока от стенки в жидкость.

Поскольку лучистым тепловым потоком и теплопроводностью в каналах охлаждения камер ЖРД ввиду их малости можно пренебречь, будем считать, что удельный тепловой поток от стенки в жидкость полностью определяется законом Ньютона для конвективного теплообмена:

$$q_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}} (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}), \quad (4.27)$$

где $\alpha_{\text{ж}}$ – коэффициент конвективной теплоотдачи от стенки в охлаждающую жидкость; $T_{\text{ст.ж}}$ – температура охлаждающей жидкости на внешней границе теплового пограничного слоя; $T_{\text{ж}}$ – температура поверхности стенки со стороны жидкости.

Таким образом, необходимо определить, какие факторы и как влияют на величину $\alpha_{\text{ж}}$, $T_{\text{ст.ж}}$ и $T_{\text{ж}}$.

4.5.2 Зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи от параметров жидкости и канала охлаждения

При установившемся течении жидкости в охлаждающемся тракте камеры ЖРД критерии подобия связаны между собой соотношением

$$Nu_{ж} = 0,023 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} z_T, \quad (4.28)$$

где $Nu_{ж}$ – число Нуссельта, характеризующее условия теплообмена на границе между стенкой и жидкостью; $Re_{ж}$ – число Рейнольдса, характеризующее гидродинамическое подобие вынужденного движения жидкости в канале охлаждения; $z_T = \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ж,ст}} \right)^{0,25}$ – безразмерный параметр, учитывающий влияние изменения свойств жидкости поперек пограничного слоя; $Pr_{ж}$ и $Pr_{ж,ст}$ – числа Прандтля, характеризующие подобие физических свойств охладителя в основном потоке и в пограничном слое соответственно.

Подставив в уравнение (4.28) выражения для критериев подобия

$$Nu_{ж} = \frac{\alpha_{ж} \cdot d_{э}}{\lambda_{ж}}, \quad Re_{ж} = \frac{\rho_{ж} \cdot w_{ж} \cdot d_{э}}{\mu_{ж}}, \quad Pr_{ж} = \frac{\mu_{ж} \cdot c_{pж}}{\lambda_{ж}},$$

выразим из него коэффициент конвективной теплоотдачи:

$$\alpha_{ж} = 0,023 \frac{\alpha_{ж}^{0,57}}{\mu_{ж}^{0,37}} \cdot \frac{(\rho_{ж} w_{ж})^{0,8}}{d_{э}^{0,2}} c_{pж}^{0,43} \cdot z_T. \quad (4.29)$$

Введем размерный комплекс, определяемый теплофизическими свойствами жидкости:

$$z_{\text{ж}} = \frac{\lambda_{\text{ж}}^{0,57} \rho_{\text{ж}}^{0,8} c_{\text{рж}}^{0,43}}{\mu_{\text{ж}}^{0,37}}. \quad (4.30)$$

Тогда формула (4.29) примет вид

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 \frac{w_{\text{ж}}^{0,8}}{d_{\text{э}}^{0,2}} z_{\text{ж}} \cdot z_{\text{т}}. \quad (4.31)$$

Вывод: коэффициент конвективной теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ зависит от скорости жидкости в тракте охлаждения, гидравлического диаметра канала и теплофизических свойств жидкости. Теплофизические свойства жидкости, в свою очередь, зависят от температуры и давления жидкости в тракте охлаждения.

4.5.3. Зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи от параметров рабочего процесса в камере ЖРД

Для выяснения зависимости коэффициента конвективной теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ от параметров рабочего процесса введем комплекс

$$z'_{\text{ж}} = \frac{z_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ж}}^{0,8}}. \quad (4.32)$$

Тогда формула (4.31) примет вид

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 \frac{z'_{\text{ж}} z_{\text{т}}}{d_{\text{э}}^{0,2}} (\rho_{\text{ж}} w_{\text{ж}})^{0,8}. \quad (4.33)$$

Если при проточном регенеративном охлаждении весь компонент, подаваемый в камеру, проходит через тракт охлаждения, то

плотность тока компонента в тракте охлаждения связана с расходом топлива в камеру соотношением

$$\rho_{\text{ж}} W_{\text{ж}} = \frac{\dot{m}_{\text{т}}}{F_{\text{ж}} (1 + K_{\text{м}})}, \quad (4.34)$$

если охладитель – горючее, или

$$\rho_{\text{ж}} W_{\text{ж}} = \frac{\dot{m}_{\text{т}} K_{\text{м}}}{F_{\text{ж}} (1 + K_{\text{м}})}, \quad (4.35)$$

если охладитель – окислитель, где $F_{\text{ж}}$ – площадь сечения канала охлаждения в плоскости, перпендикулярной к вектору скорости $W_{\text{ж}}$.

Подставляя выражение расхода топлива в камеру через расходный комплекс $\dot{m}_{\text{т}} = \frac{p_{0\text{с}} F_{\text{кр}}}{\beta}$ в выражения (4.34) и (4.35), а затем полученные выражения – в выражение (4.33), после преобразований получим при охлаждении горючим

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 \frac{z'_{\text{ж}} \cdot z_{\text{т}}}{d_3^{0,2}} \left(\frac{p_{0\text{с}} F_{\text{кр}}}{\beta F_{\text{ж}}} \frac{1}{1 + K_{\text{м}}} \right)^{0,8}, \quad (4.36)$$

а при охлаждении окислителем

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 \frac{z'_{\text{ж}} \cdot z_{\text{т}}}{d_3^{0,2}} \left(\frac{p_{0\text{с}} F_{\text{кр}}}{\beta F_{\text{ж}}} \frac{K_{\text{м}}}{1 + K_{\text{м}}} \right)^{0,8}. \quad (4.37)$$

Из формул (4.36) и (4.37) следует, что $\alpha_{\text{ж}}$ зависит от соотношения компонентов в камере, от соотношения площадей $\frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{ж}}}$, от давления в камере сгорания $p_{0\text{с}}$ и от того, какой из компонентов используется в качестве охладителя.

В каждом фиксированном поперечном сечении камеры $F_{\text{ж}} = \text{const}$, поэтому $\alpha_{\text{ж}}$ можно выразить следующим образом:

$$\alpha_{\text{ж}} = B p_{0\text{с}}^{0,8}. \quad (4.38)$$

Здесь $B = \frac{0,023}{d_{\text{э}}^{0,2}} \left(\frac{F_{\text{кр}}}{\beta F_{\text{ж}}} \right)^{0,8} \cdot f(K_{\text{м}}) z'_{\text{ж}} z_{\text{т}}$, где $f(K_{\text{м}}) = \frac{1}{1 + K_{\text{м}}}$ – для

охлаждения горючим и $f(K_{\text{м}}) = \frac{K_{\text{м}}}{1 + K_{\text{м}}}$ – для охлаждения окислителем.

теlem.

Поскольку $K_{\text{м}}$ обычно существенно больше единицы, очевидно, что охлаждение окислителем энергетически более выгодно. Однако его не используют по двум причинам:

1. Для прокачивания через канал охлаждения всего расхода окислителя, существенно большего, чем расход горючего, потребуются увеличить площадь сечения канала, а следовательно, размеры и массу конструкции камеры.

2. При разгерметизации канала охлаждения струя химически агрессивного окислителя, бьющая в элементы конструкции, нанесет конструкции двигателя существенно больший вред, чем горючее.

Вывод: плотность конвективного теплового потока от стенки к жидкости зависит от значения коэффициента конвективной теплоотдачи. Коэффициент конвективной теплоотдачи зависит от свойств охладителя, от соотношения компонентов в камере и от давления в камере сгорания.

4.6 Температурный режим камеры с проточным регенеративным охлаждением

4.6.1 Критерии удовлетворительного охлаждения камеры ЖРД

Удовлетворительным охлаждение камеры ЖРД можно считать только при выполнении определенных условий. Перечислим их.

1. В каждом сечении камеры температура огневой стенки со стороны газа не должна превышать предельно допустимую температуру по прочности, т.е. должно выполняться неравенство

$$T_{\text{ст. г}} \leq T_{\text{д.пр}}. \quad (4.39)$$

2. Температура внутренней (огневой) стенки со стороны жидкости не должна превышать температуру кипения жидкости с учетом допуска на «пузырьковое» кипение, т.е. должно выполняться неравенство

$$T_{\text{ст. ж}} \leq T_s + \Delta T_{\text{пер. доп}}. \quad (4.40)$$

Причины изменения коэффициента теплоотдачи от стенки в жидкость связаны с началом кипения жидкости на поверхности стенки. При небольшой степени перегрева ($\Delta T_{\text{пер}} = 100 \dots 150 \text{ К}$) на стенке наблюдается так называемое пузырьковое кипение, в процессе

которого пузырьки пара отрываются от поверхности стенки, попадают в менее нагретые слои жидкости и конденсируются. При этом происходит интенсификация переноса тепла от стенки к жидкости, которая вызывает возрастание коэффициента теплоотдачи. Дальнейшее повышение температуры стенки камеры приводит к образованию на поверхности стенки сплошного парового слоя и к падению коэффициента теплоотдачи. Использование режима пузырькового кипения дает возможность увеличить отвод тепла от стенки, хотя при этом и возникают трудности стабилизации процесса кипения.

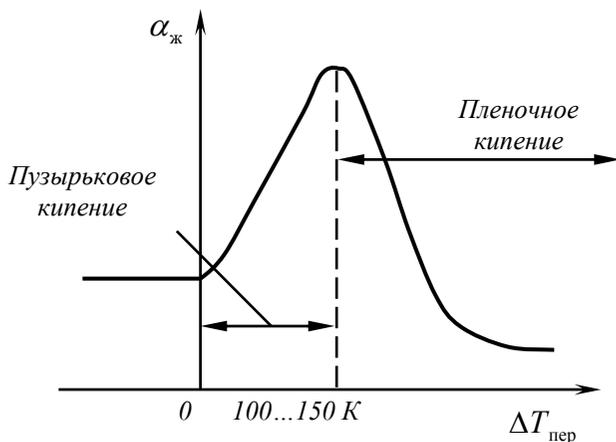


Рис. 4.6 Характер изменения $\alpha_{ж}$ в зависимости от степени перегрева жидкости

3. Жидкость, проходя через тракт охлаждения и нагреваясь в нем, не должна нагреться до температуры кипения, т.е. должно выполняться неравенство

$$T_{ж. \text{ вых}} < T_s. \quad (4.41)$$

Выражения (4.39), (4.40) и (4.41) можно считать *критериями удовлетворительного охлаждения камеры ЖРД*.

4.6.2 Теплофизическая модель охлаждения камеры ЖРД

Для того чтобы оценить влияние различных факторов на температурный режим камеры ЖРД, необходимо опираться на некоторую модель, в которой все многообразие физических процессов и условий их протекания с помощью допущений сведено к минимуму, удобному для анализа.

При анализе температурного режима камеры ЖРД будем использовать следующие допущения:

1. Наиболее теплонапряженным является критическое сечение камеры, поэтому если температурный режим в нем удовлетворяет перечисленным выше первому и второму критериям удовлетворительного охлаждения и выполняется третий критерий, то охлаждение камеры в целом считаем удовлетворительным.

2. Режим теплообмена — стационарный, т.е.

$$Q_{г.ст} = Q_{ст} = Q_{ст.ж} , \quad (4.42)$$

где $Q_{г.ст}$, $Q_{ст}$, $Q_{ст.ж}$ — тепловой поток от газа к стенке, через стенку и от стенки к жидкости соответственно.

3. Площади теплообмена примерно равны ($S_{г.ст} = S_{ст} = S_{ст.ж}$) и перетеканием тепла можно пренебречь, поэтому

$$q_{г.ст} = q_{ст} = q_{ст.ж} , \quad (4.43)$$

где $q_{г.ст}$, $q_{ст}$, $q_{ст.ж}$ – удельный тепловой поток от газа к стенке, через стенку и от стенки к жидкости соответственно.

4. Все горючее, подаваемое в камеру, проходит через тракт охлаждения. Тогда для критического сечения камеры

$$\alpha_{ж} = B p_{0c}^{0,8}, \quad (4.44)$$

где $B = \frac{0,023}{d_{это}^{0,2}} \left(\frac{1}{\beta} \right)^{0,8} \frac{z'_ж z'_т}{1 + K_m}$.

5. Теплофизические свойства продуктов сгорания и охлаждающей жидкости не зависят от режима работы камеры. Тогда для критического сечения камеры

$$A = const, \quad B = const, \quad (4.45)$$

где $A = \frac{0,026 z_г}{d_{экр}^{0,2}} \left(\frac{1}{\beta} \right)^{0,8}$.

6. Состав топлива постоянный, рекомбинация в пограничном слое отсутствует. Тогда для критического сечения камеры

$$T_{0г} = T_{0c} = const. \quad (4.46)$$

7. Нагрев жидкости по длине каналов охлаждения незначителен. Тогда

$$T_{ж} = const. \quad (4.47)$$

8. Лучистый тепловой поток и теплопроводность в пограничных слоях газа и жидкости пренебрежимо малы. Тогда теплопередача в них полностью определяется конвекцией:

$$q_{\text{Г.ст}} = q_{\text{к}}, \quad q_{\text{ст.ж}} = q_{\text{ж}}, \quad (4.48)$$

где $q_{\text{к}}$, $q_{\text{ж}}$ – удельный конвективный тепловой поток в пристеночном слое газа и жидкости соответственно.

Вывод: при принятых допущениях процессы, происходящие при проточном регенеративном охлаждении камеры ЖРД, можно рассматривать как процесс теплопередачи от газа к жидкости, имеющих постоянную температуру, через плоскую стенку. Процесс теплопередачи включает в себя конвективную теплоотдачу от газа к стенке и от стенки к жидкости, а также передачу тепла теплопроводностью через стенку.

4.6.3 Влияние на температуру стенки давления в камере сгорания

Поскольку, как уже установлено, условия подвода и отвода тепла от огневой стенки камеры ЖРД зависят от давления в камере сгорания, но зависимость эта различна (так как неравны параметры A и B), проанализируем то, как это обстоятельство влияет на характер зависимости температуры стенки от давления в камере сгорания на стационарном режиме теплообмена.

Из теории теплообмена известно, что удельный тепловой поток от газа к жидкости, передаваемый через стенку, определяется выражением

$$q = \frac{T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}}}{\frac{1}{\alpha_{\text{к}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}}}} = \kappa(T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}}), \quad (4.49)$$

где $\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_k} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_{ж}}}$ — коэффициент теплопередачи.

Аналогично удельные тепловые потоки от газа к стенке и от стенки к жидкости определяются выражениями

$$q_k = \alpha_k (T_{0c} - T_{ст.г}), \quad (4.50)$$

$$q_{ж} = \alpha_{ж} (T_{ст.ж} - T_{ж}). \quad (4.51)$$

Поскольку на стационарном режиме теплообмена $q_k = q_{ж}$ (допущение 3), то из равенства выражений (4.48) и (4.49) получим

$$T_{ст.г} = T_{0c} - \frac{T_{0c} - T_{ж}}{1 + \alpha_k \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{\alpha_k}{\alpha_{ж}}}. \quad (4.52)$$

Отношение $H = \frac{\alpha_k}{\alpha_{ж}}$ называют *параметром нагрева*. Параметр нагрева показывает, во сколько раз условия подогрева стенки со стороны газа лучше условий отвода тепла в жидкость. При принятых допущениях (4 и 5) $H = \frac{A}{B} = const$. Тогда выражение (4.52) можно привести к следующему виду, удобному для анализа:

$$T_{ст.г} = T_{0c} - (T_{0c} - T_{ж}) \left(1 - \frac{1}{1 + Ap_{0c}^{0,8} \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + H} \right). \quad (4.53)$$

Из выражения (4.53) определим теоретически возможные пределы изменения $T_{\text{ст.г}}$ при изменении $p_{0\text{с}}$:

$$\lim_{p_{0\text{с}} \rightarrow 0} T_{\text{ст.г}} = T_{\text{ж}} + (T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}}) \frac{H}{1+H}, \quad (4.54)$$

$$\lim_{p_{0\text{с}} \rightarrow \infty} T_{\text{ст.г}} = T_{0\text{с}}. \quad (4.55)$$

Введем понятие: $T_{\text{ст.г}}^*$ – условная температура со стороны газа, которую имела бы стенка при $p_{0\text{с}} = 0$, если бы работа камеры в таких условиях была возможна. Тогда

$$T_{\text{ст.г}}^* = T_{\text{ж}} + (T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}}) \frac{H}{1+H}. \quad (4.56)$$

Выражения (4.54), (4.55) и (4.56) позволяют на качественном уровне изобразить на графике зависимость $T_{\text{ст.г}}$ от $p_{0\text{с}}$ как возрастающую кривую, выходящую из точки с координатами $(0; T_{\text{ст.г}}^*)$ и асимптотически приближающуюся к прямой $T = T_{0\text{с}}$ (рис. 4.7).

Из выражений (4.49) и (4.51) получим выражение для температуры стенки со стороны жидкости по аналогии с выражением (4.53):

$$T_{\text{ст.ж}} = T_{\text{ж}} + \frac{(T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}})H}{1 + Ap_{0\text{с}}^{0,8} \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + H}. \quad (4.57)$$

Из выражения (4.57) определим теоретически возможные пределы изменения $T_{\text{ст.ж}}$ при изменении $p_{0\text{с}}$:

$$\lim_{p_{0c} \rightarrow 0} T_{\text{ст.ж}} = T_{\text{ж}} + (T_{0c} - T_{\text{ж}}) \frac{H}{1+H}, \quad (4.58)$$

$$\lim_{p_{0c} \rightarrow \infty} T_{\text{ст.ж}} = T_{\text{ж}}. \quad (4.59)$$

Тогда температура $T_{\text{ст.ж}}^*$, аналогичная $T_{\text{ст.г}}^*$, будет

$$T_{\text{ст.ж}}^* = T_{\text{ж}} + (T_{0c} - T_{\text{ж}}) \frac{H}{1+H} = T_{\text{ст.г}}^*. \quad (4.60)$$

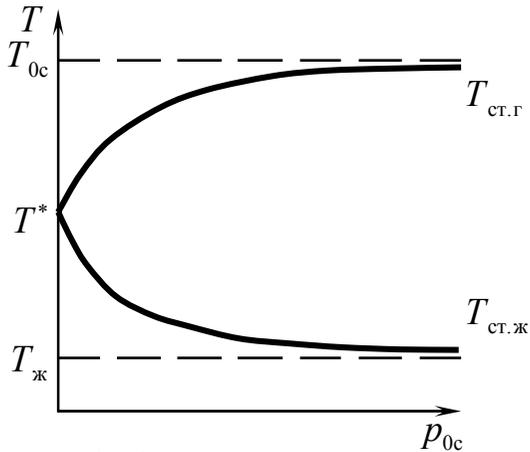


Рис. 4.7 Зависимость температуры стенки от давления в камере сгорания ЖРД

Выражения (4.58), (4.59) и (4.60) позволяют на качественном уровне изобразить на графике зависимость $T_{\text{ст.ж}}$ от p_{0c} как убывающую кривую, выходящую из точки с координатами $(0; T^*)$, где $T^* = T_{\text{ст.г}}^* = T_{\text{ст.ж}}^*$, и асимптотически приближающуюся к прямой $T = T_{\text{ж}}$ (рис. 4.7).

Выводы:

1. Зависимость температуры стенки со стороны газа от давления в камере сгорания – возрастающая кривая, выходящая из условной точки $(0; T^*)$ и асимптотически приближающаяся к прямой $T = T_{0c}$.

2. Зависимость температуры стенки со стороны жидкости от давления в камере сгорания – убывающая кривая, выходящая из условной точки $(0; T^*)$ и асимптотически приближающаяся к прямой $T = T_{ж}$.

3. Характер зависимости температур стенки от p_{0c} соответствует увеличению удельного теплового потока при возрастании давления в камере сгорания и отсутствию теплообмена в неработающей камере ЖРД.

4.6.4 Влияние на температуру стенки условий теплообмена

Для выяснения характера зависимости температуры стенки от условий теплообмена воспользуемся зависимостью $T_{ст.г}$ и $T_{ст.ж}$ от давления в камере сгорания и ее графическим отображением.

Основными параметрами, характеризующими условия теплообмена, являются коэффициенты конвективной теплоотдачи от газа к стенке $\alpha_{к}$ и от стенки к жидкости $\alpha_{ж}$, а также толщина стенки $\delta_{ст}$ и её удельная теплопроводность $\lambda_{ст}$.

Анализ зависимости условной температуры T^* от параметра нагрева H показывает, что с увеличением H температура T^* возрастает (рис. 4.8). Это означает, что увеличение $\alpha_{к}$ и (или) снижение $\alpha_{ж}$ приводит к повышению температуры стенки как со стороны газа, так

и со стороны жидкости во всем диапазоне давлений в камере сгорания.

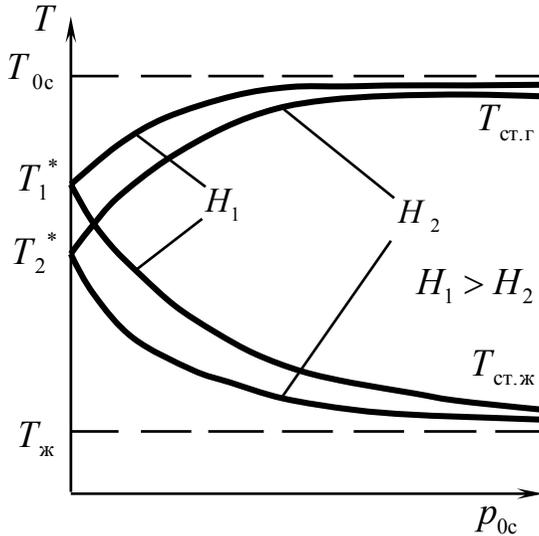


Рис. 4.8 Зависимость температуры стенки от параметра нагрева

Анализ выражений (4.51) и (4.55) показывает, что при неизменном параметре нагрева H уменьшение $\delta_{ст}$ или увеличение $\lambda_{ст}$ приводит к снижению температуры стенки со стороны газа $T_{ст.г}$ и к росту её температуры со стороны жидкости $T_{ст.ж}$ во всем диапазоне давлений в камере сгорания (рис. 4.9).

4.6.5 Область допустимых значений давления в камере сгорания по температурному режиму

Если пренебречь подогревом жидкости в тракте охлаждения, то надежная работа камеры по температурному режиму будет обеспече-

на при выполнении критериев 1 и 2 [см. подразд. 4.6.1, выражения (4.39) и (4.40)].

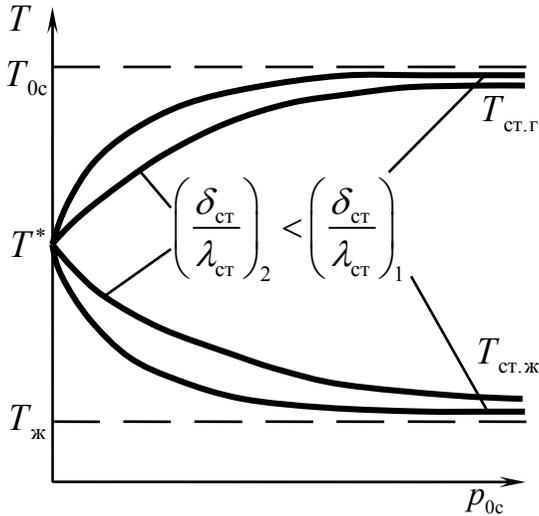


Рис. 4.9 Зависимость температуры стенки ЖРД от свойств стенки

Наложение прямых $T = T_{д. пр}$ и $T = T_s + \Delta T_{пер. доп}$ на график зависимости температуры поверхностей стенок от давления в камере сгорания дает область режимов работы камеры ЖРД, при которых будет обеспечено удовлетворительное охлаждение. При этом теоретически возможны три различных случая взаимного расположения линий (рис. 4.10, 4.11 и 4.12).

Случай 1. Существует область допустимых значений p_{0c} , при которых удовлетворительное охлаждение будет обеспечено (рис. 4.10). При $p_{0c} > p_{0c \max}$ разрушение огневой стенки произойдет в результате превышения температурой $T_{ст.г}$ температуры $T_{доп}$. При

$p_{0c} < p_{0c \min}$ жидкость на поверхности стенки закипит, что приведет к резкому снижению $\alpha_{ж}$, т.е. к изменению режима теплопередачи. Параметр нагрева H резко возрастет, что приведет к значительному росту $T_{ст.г}$ и разрушению стенки.

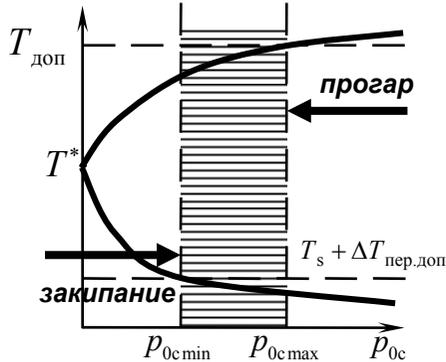


Рис. 4.10 Надежное охлаждение в пределах допустимых значений p_{0c}

Случай 2. При очень хороших охлаждающих свойствах жидкости (большом $\alpha_{ж}$) параметр нагрева H будет мал и может оказаться, что при $p_{0c} = 0$ температура стенки со стороны жидкости не превысит $T_s + \Delta T_{пер.доп}$ (рис. 4.11). В этом случае при любых давлениях в камере сгорания $T_{ст.ж}$ будет находиться в допустимых пределах, т.е. режим работы камеры будет ограничиваться только верхним пределом давления в камере сгорания $p_{0c} = p_{0c \max}$.

Случай 3. При высоком значении параметра нагрева H и высоком тепловом сопротивлении стенки удовлетворительное охлаждение камеры может оказаться невозможным, так как при любом давлении в

камере сгорания произойдет либо прогорание стенки, либо закипание жидкости, либо то и другое одновременно (рис. 4.12).

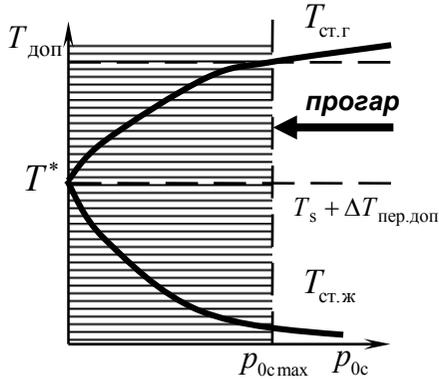


Рис. 4.11 Область допустимых значений p_{0c} , ограниченная только верхним пределом давления в камере сгорания

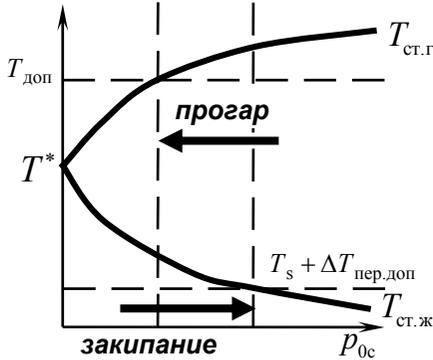


Рис. 4.12 Случай невозможности надежного охлаждения камеры

Для изменения границ допустимых значений давления в камере сгорания следует изменять условия теплообмена, а именно значения α_k , $\alpha_{ж}$, $\delta_{ст}$ и $\lambda_{ст}$.

Изменение теплового сопротивления стенки сдвигает область допустимых значений P_{0c} , не изменяя существенным образом ее ширину (диапазон). Уменьшение $\delta_{ст}$ и выбор материала стенки ($\lambda_{ст}$) ограничены требованиями к ее прочности.

Снижение α_k , зависящего от температуры и состава газов в пристеночном слое (в завесе), возможно путем уменьшения в нем коэффициента избытка окислителя $\alpha_{ок зав}$. При завесном охлаждении $\alpha_{ок зав}$ в критическом сечении камеры снижают до $\approx 0,2 \dots 0,4$, дальнейшее снижение приводит к значительному падению удельного импульса камеры. Поэтому главным путем достижения удовлетворительного охлаждения камеры является увеличение эффективности теплоотвода, т.е. повышение значения $\alpha_{ж}$.

Выводы:

1. Удовлетворительное охлаждение камеры ЖРД с проточным регенеративным охлаждением возможно только в определенном интервале давлений в камере сгорания.
2. Главным путем достижения удовлетворительного охлаждения камеры является повышение эффективности теплоотвода.

Лекция 4.3

Расчет охлаждения камер ЖРД

4.7 Влияние параметров проточной части канала охлаждения на эффективность охлаждения

4.7.1 Способы улучшения теплоотвода в проточной части канала охлаждения

Как уже известно, на стационарном режиме теплопередачи максимальная температура огневой стенки – температура со стороны газа $T_{ст.г}$ определяется выражением

$$T_{ст.г} = T_{0с} - \frac{T_{0с} - T_{ж}}{1 + \alpha_{к} \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{\alpha_{к}}{\alpha_{ж}}}.$$

Как видно из этого выражения, при неизменных условиях теплоотвода ($\alpha_{ж} = \text{const}$) и некоторых заданных толщине и удельной теплопроводности стенки возможными путями снижения $T_{ст.г}$ является снижение температуры охладителя $T_{ж}$ и увеличение $\alpha_{ж}$, т.е. улучшение условий теплоотвода от стенки к жидкости.

Снижение $T_{ж}$ ограничено нижним пределом – температурой, при которой в охладителе начинается образование твердой (кристаллической) фазы. В двигательных установках РН «Зенит» и разгонного блока ДМ используется охлажденный до $T = -16^{\circ}\text{C}$ керосин. Это позволяет увеличить массу заправляемого горючего за счет увеличения его плотности. Однако, как правило, снижением температуры охладителя как средством улучшения охлаждения камеры не пользуются.

Причины этого – не технологические, а экономические: предварительное охлаждение горючего требует создания и установки на стартовой позиции дополнительного дорогостоящего оборудования и значительных энергозатрат.

Выясним, как можно улучшить условия теплоотвода.

Коэффициент конвективной теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ зависит от эквивалентного диаметра канала, скорости течения и теплофизических свойств жидкости, а также от степени турбулентности в пограничном слое, что выражается коэффициентом C :

$$\alpha_{\text{ж}} = C \frac{w_{\text{ж}}^{0,8}}{d_{\text{э}}^{0,2}} z_{\text{ж}} \cdot z_{\text{т}}. \quad (4.61)$$

Теплофизические свойства жидкости, выражаемые комплексами $z_{\text{ж}}$ и $z_{\text{т}}$, зависят от температуры жидкости, а в случае жидкого водорода – и от давления. Однако прямых способов изменения $z_{\text{ж}}$ и $z_{\text{т}}$ нет.

Увеличение скорости $w_{\text{ж}}$ приводит возрастанию потерь давления в тракте охлаждения. Поэтому увеличение скорости жидкости ограничено значениями, при превышении которых ущерб от возрастания гидравлических потерь (возрастание мощности и массы насосов) становится неприемлемым. Опыт показывает, что оптимальными значениями $w_{\text{ж}}$ являются 40...60 м/с – для высококипящих горючих и 300...400 м/с – для жидкого водорода.

Уменьшение эквивалентного гидравлического диаметра канала охлаждения $d_{\text{э}}$ также приводит к возрастанию гидравлического со-

противления тракта, при этом влияние $d_э$ на $\alpha_ж$ значительно слабее, чем влияние $w_ж$. Поэтому простое уменьшение просвета тракта охлаждения нецелесообразно.

Степень турбулентности потока в пограничном слое зависит от шероховатости поверхности тракта охлаждения. Так, в канале охлаждения, прошедшем чистовую обработку, коэффициент C оказывается равным 0,023, а в необработанном – 0,033. Опыт показывает, что путем создания искусственной шероховатости (нанесением насечек на поверхность стенок канала) можно увеличить коэффициент конвективной теплоотдачи в 2 ... 3 раза. Это учитывается путем введения в формулу для $\alpha_ж$ коэффициента шероховатости $e_ш$:

$$\alpha_ж = 0,023e_ш \frac{w_ж^{0,8}}{d_э^{0,2}} z_ж \cdot z_т. \quad (4.62)$$

Еще одним способом улучшения теплоотвода от стенки является увеличение поверхности теплоотвода. Наиболее просто технологически это может быть сделано путем выполнения ребер на внешней поверхности огневой стенки. Этот способ может дать значительное улучшение теплоотвода.

Вывод: целесообразными способами улучшения теплоотвода в проточной части тракта охлаждения является выбор оптимальной скорости течения жидкости, создание искусственной шероховатости и оребрение в тракте охлаждения.

4.7.2 Изменение условий теплоотвода путем обрешения канала охлаждения

Рассмотрим участок огневой стенки камеры длиной l и шириной t , омываемый с одной стороны газом, а с другой – жидкостью. От него к жидкости будет отводиться тепловой поток $Q_{\text{ж}} = q_{\text{ж}} \cdot S$, где $q_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}}(T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}})$ – удельный конвективный тепловой поток; $S = l \cdot t$ – площадь поверхности теплообмена.

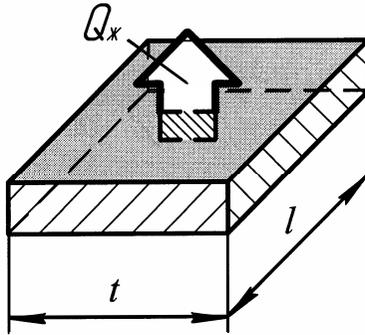


Рис. 4.13 Передача тепла через плоскую стенку

Температура $T_{\text{ст.ж}}$ на стационарном режиме теплоотвода связана линейной зависимостью с температурой стенки со стороны газа $T_{\text{ст.г}}$ (через уравнение теплопроводности), поэтому единственным путем изменения $Q_{\text{ж}}$ может быть изменение площади поверхности теплообмена.

Рассмотрим тот же участок огневой стенки, но с выполненными на нем ребрами на всю высоту канала. Обозначим через $h_{\text{р}}$ – высоту ребра, $\delta_{\text{р}}$ – толщину ребра и $a_{\text{р}}$ – расстояние между ребрами. Если

края выделенного участка совпадают с серединой ребер, то

$$t = a_p + 2 \frac{\delta_p}{2} = a_p + \delta_p, \text{ т.е. ширина участка равна шагу оребрения.}$$

Представим тепловой поток через участок при наличии оребрения $Q_{ж\Sigma}$ как сумму тепловых потоков через «гладкую» часть стенки $Q_{ж.гл}$ и через ребра $Q_{ж.р}$:

$$Q_{ж\Sigma} = Q_{ж.гл} + Q_{ж.р}. \quad (4.63)$$

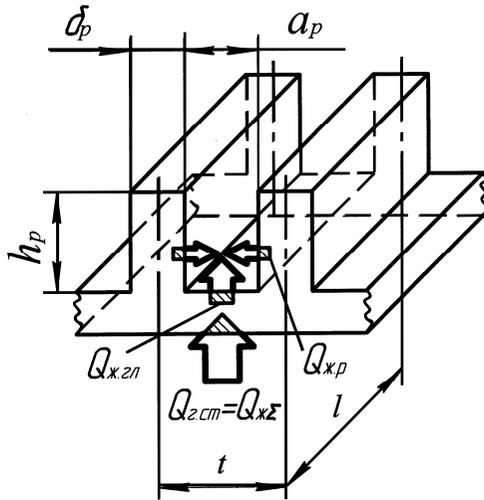


Рис. 4.14 Передача тепла через стенку с оребрением

Тепловой поток через гладкую часть стенки определяется известным выражением

$$Q_{ж.гл} = \alpha'_{ж} (T_{ст.ж} - T_{ж}) a_p l, \quad (4.64)$$

где $\alpha'_{\text{ж}}$ – коэффициент конвективной теплоотдачи в канале между ребер. Вследствие уменьшения эквивалентного диаметра d'_3 , он будет отличаться от $\alpha_{\text{ж}}$ в тракте без ребер:

$$\alpha'_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}} \left(\frac{d_3}{d'_3} \right)^{0,2}. \quad (4.65)$$

Поскольку $d_3 = \frac{4S_{\text{к}}}{P_{\text{к}}}$, где площадь сечения канала

$S_{\text{к}} = \pi(r_{\text{нар}}^2 - r_{\text{вн}}^2)$, а периметр канала $P_{\text{к}} = 2\pi(r_{\text{нар}} + r_{\text{вн}})$, то

$$d'_3 = \frac{4\pi(r_{\text{нар}}^2 - r_{\text{вн}}^2)}{2\pi(r_{\text{нар}} + r_{\text{вн}})} = 2(r_{\text{нар}} - r_{\text{вн}}) = 2h_{\text{к}}, \quad (4.66)$$

где $h_{\text{к}}$ – высота тракта охлаждения без оребрения, необходимая для того, чтобы пропускать через сечение тракта заданный расход охладителя при заданной скорости его течения.

Эквивалентный диаметр канала при наличии ребер

$$d'_3 = \frac{4a_{\text{п}}h_{\text{п}}}{2(a_{\text{п}} + h_{\text{п}})} = \frac{2a_{\text{п}}h_{\text{п}}}{a_{\text{п}} + h_{\text{п}}}. \quad (4.67)$$

Отсюда

$$\alpha'_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}} \left(2h_{\text{к}} \frac{a_{\text{п}} + h_{\text{п}}}{2a_{\text{п}}h_{\text{п}}} \right)^{0,2} = \alpha_{\text{ж}} \left(\frac{h_{\text{к}}}{h_{\text{п}}} \frac{a_{\text{п}} + h_{\text{п}}}{a_{\text{п}}} \right)^{0,2}. \quad (4.68)$$

Поскольку температура поверхности ребра $T_{\text{п}}$ уменьшается по некоторому закону в направлении от основания ребра к его вершине,

а теплоотдача происходит по двум сторонам ребра, тепловой поток через ребра может быть выражен в виде

$$Q_{\text{ж.р}} = 2\alpha'_{\text{ж}} \int_0^{h_p} (T_{\text{р}} - T_{\text{ж}}) dh \cdot l. \quad (4.69)$$

Тогда закон сохранения энергии для теплопередачи в канале охлаждения запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_{\text{ж}\Sigma} &= Q_{\text{ж.гл}} + Q_{\text{ж.р}} = \\ &= \alpha'_{\text{ж}} l \left(a_{\text{р}} (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}) + 2\alpha'_{\text{ж}} \int_0^{h_p} (T_{\text{р}} - T_{\text{ж}}) dh \right). \end{aligned} \quad (4.70)$$

Введем понятие: *коэффициент теплоотдачи с учетом оребрения* $\alpha_{\text{р}}$ – коэффициент конвективной теплоотдачи от гладкой стенки в жидкость, который обеспечивал бы такой же по величине отводимый тепловой поток, как стенка с оребрением. Тогда

$$Q_{\text{ж}\Sigma} = \alpha_{\text{р}} (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}) (a_{\text{р}} + \delta_{\text{р}}) \cdot l. \quad (4.71)$$

Из уравнений (4.70) и (4.71) получим

$$\alpha_{\text{р}} = \alpha'_{\text{ж}} \frac{a_{\text{р}}}{a_{\text{р}} + \delta_{\text{р}}} + 2\alpha'_{\text{ж}} \frac{1}{a_{\text{р}} + \delta_{\text{р}}} \frac{\int_0^{h_p} (T_{\text{р}} - T_{\text{ж}}) dh}{T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}}. \quad (4.72)$$

Очевидно, что в уравнении (4.72) дробь, содержащая интеграл, по физическому смыслу представляет собой *эквивалентную высоту ребра* – высоту такого ребра, которое при равномерно распределенной температуре, равной $T_{\text{ст.ж}}$, отдавало бы в жидкость такой же теп-

ловой поток, как реальное ребро с неравномерным по высоте распределением температур. Она может быть рассчитана по формуле

$$h_{pэ} = h_p \frac{ih\varphi}{\varphi}, \quad (4.73)$$

где величина

$$\varphi = \sqrt{\frac{2\alpha'_{ж}}{\lambda_{ст}\delta_p}} \cdot h_p \quad (4.74)$$

называется *коэффициентом омывания*.

Таким образом,

$$\alpha_p = \alpha'_{ж} \frac{a_p + 2h_{pэ}}{a_p + \delta_p}. \quad (4.75)$$

Для оценки эффективности использования оребрения удобно использовать *коэффициент оребрения* η_p – величину, показывающую, во сколько раз тепловой поток, отдаваемый стенкой в жидкость при наличии оребрения, больше теплового потока, отдаваемого «гладкой» стенкой при прочих равных условиях. Из определения следует, что

$$\begin{aligned} \eta_p &= \frac{Q_{ж\Sigma}}{Q_{ж}} = \frac{\alpha_p}{\alpha_{ж}} = \frac{\alpha'_{ж}}{\alpha_{ж}} \cdot \frac{a_p + 2h_{pэ}}{a_p + \delta_p} = \\ &= \left(\frac{h_k}{h_p} \frac{a_p + h_p}{a_p} \right)^{0,2} \cdot \frac{a_p + 2h_{pэ}}{a_p + \delta_p}. \end{aligned} \quad (4.76)$$

Таким образом,

$$\alpha_p = \alpha_{\text{ж}} \cdot \eta_p. \quad (4.77)$$

В настоящее время в ЖРД реализовано охлаждение камеры с коэффициентом оребрения $\eta_p = 1,05 \dots 2,3$.

Если коэффициент оребрения больше единицы, то использование оребрения улучшает охлаждение камеры. Очевидно, что могут существовать такие варианты сочетаний геометрических параметров канала охлаждения и теплофизических свойств материала стенки и охладителя, при которых $\eta_p \leq 1$, т.е. использование оребрения неэффективно.

Вывод: теплоотвод в тракте охлаждения камеры ЖРД может быть улучшен путем выполнения оребрения. Использование оребрения целесообразно при коэффициенте оребрения больше единицы.

4.7.3 Улучшение теплоотвода путем винтового расположения каналов охлаждения

При наличии оребрения каналы охлаждения могут располагаться не только параллельно, но и под углом к проекции оси камеры на ее корпус. Выясним, как в этом случае изменяются условия теплоотвода.

Рассмотрим участок огневой стенки в форме параллелограмма с углом наклона стороны $90^\circ - \beta_p$, длиной основания $t = (a_p + \delta_p) / \cos \beta_p$ и высотой $l \cdot \cos \beta_p$ (рис. 4.15). Площадь этого участка равна площади сравнимого участка гладкой стенки, показанного на рис. 4.13: $S = l \cdot \cos \beta_p (a_p + \delta_p) / \cos \beta_p = l(a_p + \delta_p)$.

Тепловой поток через участок оболочки камеры может быть выражен через коэффициент конвективной теплоотдачи с учетом винтового оребрения следующим образом:

$$Q_{ж\Sigma} = \alpha_{рв} (T_{ст.ж} - T_{ж}) l (a_p + \delta_p). \quad (4.78)$$

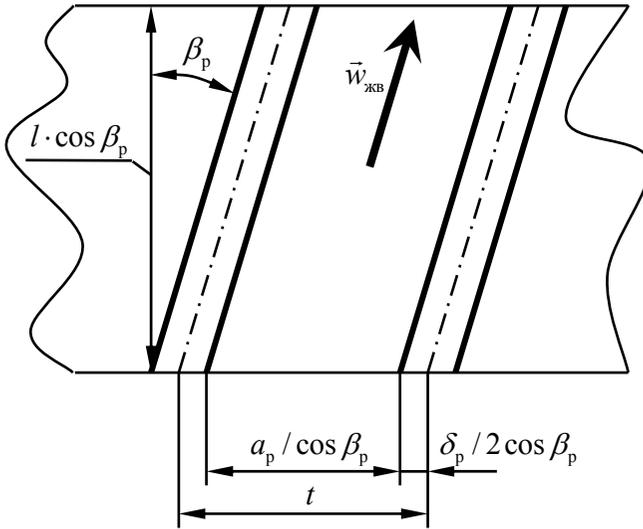


Рис. 4.15 Движение охладителя при винтовом расположении каналов охлаждения

С другой стороны, как и в случае ребер без наклона, представим тепловой поток через участок оребренной стенки как сумму тепловых потоков через гладкую часть стенки и через ребра:

$$Q_{ж\Sigma} = Q_{ж.гл} + Q_{ж.р}. \quad (4.79)$$

В данном случае

$$Q_{ж.гл} = \alpha'_{жв} (T_{ст.ж} - T_{ж}) \frac{a_p}{\cos \beta_p} l \cos \beta_p = \alpha'_{жв} (T_{ст.ж} - T_{ж}) a_p l, \quad (4.80)$$

$$Q_{ж.р} = 2\alpha'_{жв} \int_0^{h_p} (T_p - T_{ж}) dh \cdot l, \quad (4.81)$$

где $\alpha'_{жв}$ – коэффициент конвективной теплоотдачи в канале между ребрами при их винтовом расположении. Тогда по аналогии со случаем ребер без наклона коэффициент конвективной теплоотдачи с учетом винтового оребрения может быть рассчитан по формуле

$$\alpha_{пв} = \alpha'_{жв} \frac{1}{a_p + \delta_p} \left(a_p + 2h_p \cdot \frac{th\varphi_B}{\varphi_B} \right), \quad (4.82)$$

где $\varphi_B = \sqrt{\frac{2\alpha'_{жв}}{\lambda_{ст}\delta_p}} \cdot h_p$ – коэффициент омывания при винтовых каналах охлаждения.

Размеры и форма поперечного сечения канала охлаждения приняты такими же, как в случае каналов без наклона. Поэтому остается неизменным и гидравлический диаметр канала d_s . Чтобы пройти с тем же секундным массовым расходом через тракт охлаждения с винтовыми каналами, жидкость должна иметь большую скорость, чем в случае каналов без наклона, т.е. $w_{жв}$ должна быть равна $w_{жк} / \cos \beta_p$, поэтому

$$\alpha'_{жв} = \alpha'_{жк} \left(\frac{w_{жв}}{w_{жк}} \right)^{0,8} = \alpha_{жк} \left(\frac{h_k a_p + h_p}{h_p a_p} \right)^{0,2} \frac{1}{\cos^{0,8} \beta_p}. \quad (4.83)$$

Подставив в выражение (4.82) выражение для (4.83) и разделив обе части уравнения на $\alpha_{жк}$, получим

$$\eta_{пв} = \frac{1}{\cos^{0,8} \beta_p} \left(\frac{h_k a_p + h_p}{h_p a_p} \right)^{0,2} \times \frac{1}{a_p + \delta_p} \left(a_p + 2h_p \cdot \frac{th\varphi_B}{\varphi_B} \right). \quad (4.84)$$

Анализ формулы (4.84) показывает, что с увеличением угла наклона каналов β_p коэффициент оребрения непрерывно увеличивается, с приближением β_p к 90° приближаясь к бесконечности.

Вывод: теплоотвод в тракте охлаждения камеры ЖРД может быть улучшен путем выполнения винтовых каналов.

4.7.4 Подогрев жидкости в тракте охлаждения ЖРД

Анализ влияния различных факторов на эффективность проточного регенеративного охлаждения до сих пор проводился в предположении, что $T_{\text{ж}} = \text{const}$, т.е. без учета подогрева жидкости в тракте охлаждения. Между тем температура жидкости в канале охлаждения значительно изменяется. Выясним, как учитывают подогрев жидкости в тракте охлаждения при расчетах.

Рассмотрим график изменения температур в продольном сечении камеры ЖРД (рис. 4.16). На графике видно, что разность температуры торможения в ядре потока продуктов сгорания и температуры жидкости в ядре потока охладителя в некотором фиксированном поперечном сечении камеры можно представить как сумму перепадов температур в пристеночном слое продуктов сгорания, в теплозащитном покрытии, в огневой (внутренней) стенке камеры и в пристеночном слое жидкости:

$$\begin{aligned} \Delta T_{\text{г.ж}} = T_{0\text{с}} - T_{\text{ж}} = & (T_{0\text{с}} - T_{\text{вп}}) + (T_{\text{вп}} - T_{\text{ст.п}}) + \\ & + (T_{\text{ст.п}} - T_{\text{ст.ж}}) + (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}). \end{aligned} \quad (4.85)$$

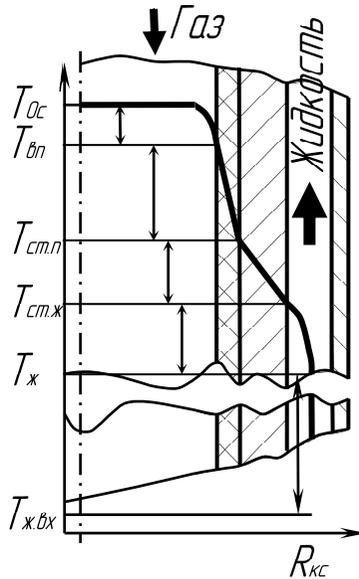


Рис. 4.16 Изменение температуры в тракте охлаждения камеры (ниже разреза) и распределение температур в сечении камеры

Каждый из перепадов температур можно выразить через такие параметры теплообмена, как плотность теплового потока и тепловое сопротивление:

$$\Delta T_{г.ж} = q \frac{1}{\alpha_k} + q \frac{\delta_{вп}}{\lambda_{вп}} + q \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + q \frac{1}{\alpha_{ж}}. \quad (4.86)$$

Введем понятие: *относительный подогрев* $\Delta \bar{T}_{под}$ – такое тепловое сопротивление, которое оказывало бы влияние на плотность теплового потока от газа к жидкости в данном сечении камеры, равное влиянию повышения температуры жидкости в результате ее подогрева в тракте охлаждения. Тогда, если по аналогии представить разность температуры торможения в ядре потока продуктов сгорания и

температуры жидкости на входе в тракт охлаждения как сумму перепада температур в данном фиксированном поперечном сечении камеры и перепада температур в ядре потока охладителя от входа в тракт охлаждения до данного сечения, т.е.

$$T_{0c} - T_{жвх} = (T_{0c} - T_{ж}) + (T_{ж} - T_{жвх}) = \Delta T_{г.ж} + \Delta T_{под}, \quad (4.87)$$

то $\Delta T_{под}$ можно выразить в виде

$$\Delta T_{под} = q \cdot \Delta \bar{T}_{под}, \quad (4.88)$$

а разность температуры торможения в ядре потока продуктов сгорания и температуры жидкости на входе в тракт охлаждения – в виде

$$T_{0c} - T_{жвх} = \Delta T_{г.ж} + \Delta T_{под} = q \frac{1}{\alpha_k} + q \frac{\delta_{вп}}{\lambda_{вп}} + q \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + q \frac{1}{\alpha_{ж}} + q \cdot \Delta \bar{T}_{под}. \quad (4.89)$$

Отсюда плотность теплового потока от газа к жидкости с учетом подогрева может быть рассчитана с помощью выражения

$$q = \frac{T_{0c} - T_{жвх}}{\frac{1}{\alpha_k} + \frac{\delta_{вп}}{\lambda_{вп}} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_{ж}} + \Delta \bar{T}_{под}}. \quad (4.90)$$

Жидкость, проходя через тракт охлаждения, нагревается в результате поглощения ею теплового потока $Q_{под}$, который может быть рассчитан через удельную теплоемкость жидкости:

$$Q_{под} = \dot{m}_{охл} c_p \Delta T_{под}. \quad (4.91)$$

Тогда

$$\Delta T_{\text{под}} = \frac{Q_{\text{под}}}{\dot{m}_{\text{охл}} c_p}. \quad (4.92)$$

Разделив выражение (4.92) на q , получим

$$\Delta \bar{T}_{\text{под}} = \frac{\Delta T_{\text{под}}}{q} = \frac{Q_{\text{под}}}{q \dot{m}_{\text{охл}} c_p}. \quad (4.93)$$

Обычно при проточном регенеративном охлаждении жидкость в каналах охлаждения движется в направлении от среза сопла к форсуночной головке. Для всей камеры, если тракт охлаждения начинается от среза сопла и заканчивается на входе в форсуночную головку, $Q_{\text{под}\Sigma} = q \cdot S_{\text{кам}}$, где $S_{\text{кам}}$ – приведенная площадь внутренней поверхности камеры. Для камер современных ЖРД, имеющих одинаковую форму внутренней поверхности (т.е. газового тракта), справедливо выражение

$$S_{\text{кам}} = \Theta \cdot R_{\text{кр}}^2, \quad (4.94)$$

где Θ – коэффициент, характеризующий форму камеры и обычно принимающий значения от 70 до 80. Тогда относительный подогрев для всей камеры равен

$$\Delta \bar{T}_{\text{под}\Sigma} = \frac{S_{\text{кам}}}{\dot{m}_{\text{охл}} c_p} = \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} c_p}, \quad (4.95)$$

а для некоторого фиксированного сечения камеры

$$\Delta \bar{T}_{\text{под}} = \bar{S} \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} c_p}. \quad (4.96)$$

Здесь $\bar{S} = \frac{S_{\text{сеч}}}{S_{\text{кам}}}$ – *относительная площадь подогрева*, характеризующая долю подогрева к данному поперечному сечению камеры в общем подогреве жидкости, где $S_{\text{сеч}}$ – площадь поверхности камеры от входа жидкости в тракт охлаждения до заданного поперечного сечения.

Таким образом, плотность теплового потока от газа к жидкости с учетом подогрева может быть рассчитана с помощью выражения

$$q = \frac{T_{0c} - T_{\text{жвх}}}{\frac{1}{\alpha_k} + \frac{\delta_{\text{вп}}}{\lambda_{\text{вп}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}}} + \bar{S} \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} c_p}}. \quad (4.97)$$

В случае винтового расположения каналов при заданном расходе на охлаждение камеры подогрев жидкости в каналах охлаждения будет возрастать с увеличением угла наклона каналов β_p , так как жидкость проходит больший путь. В расчетах это учитывается тем, что расход жидкости между сечениями, перпендикулярными к оси камеры, с точки зрения подогрева принимается равным $\dot{m}_{\text{охл}} \cos \beta_p$. Тогда формула (4.97) примет вид

$$q = \frac{T_{0c} - T_{\text{жвх}}}{\frac{1}{\alpha_k} + \frac{\delta_{\text{вп}}}{\lambda_{\text{вп}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}} \eta_{\text{рв}}} + \bar{S} \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} \cos \beta_p c_p}}. \quad (4.98)$$

Поэтому в настоящее время в камерах ЖРД угол наклона каналов в тракте охлаждения не превышает 30° .

Выводы:

1. При расчете температурного режима камеры с проточным регенеративным охлаждением подогрев жидкости в тракте охлаждения учитывается путем введения в выражение для плотности теплового потока от газа в жидкость относительного подогрева – такого теплового сопротивления, которое оказывало бы влияние на плотность теплового потока от газа к жидкости в данном сечении камеры, равное влиянию повышения температуры жидкости в результате ее подогрева в тракте охлаждения.

2. Относительный подогрев прямо пропорционален квадрату радиуса критического сечения камеры и обратно пропорционален секунднему массовому расходу и удельной теплоемкости охладителя.

4.8 Расчет температурного режима камеры ЖРД

При расчете охлаждения камеры ЖРД теплообмен рассматривается как стационарная теплоотдача от газа внутри камеры к жидкости в тракте охлаждения через плоскую стенку. Процесс теплопередачи состоит из конвективной теплоотдачи от газа к стенке, передачи тепла теплопроводностью через стенку и конвективной теплоотдачи от стенки к охлаждающей жидкости. Расчет ведется для критического сечения камеры, как наиболее теплонпряженного. Считается, что если обеспечено удовлетворительное охлаждение в критическом сечении, то во всех других сечениях камеры оно тем более обеспечено.

При наличии теплоизоляционного покрытия (ТИП) оценке подлежат как температура покрытия со стороны газа $T_{\text{вп}}$, так и темпера-

тура стенки со стороны покрытия $T_{\text{ст.п}}$, как максимальные температуры, подлежащие сравнению с предельно допустимыми. Третьим параметром, представляющим интерес с точки зрения обеспечения удовлетворительного охлаждения, является температура стенки со стороны жидкости $T_{\text{ст.ж}}$, которая не должна превышать температуру кипения или термического разложения жидкости с учетом допуска на «пузырьковое» кипение ($T_s + \Delta T_{\text{пер.доп}}$). И наконец, температура жидкости на выходе из тракта охлаждения $T_{\text{ж.вых}}$ должна быть меньше температуры кипения жидкости T_s .

Таким образом, целью расчета является определение температур в характерных точках критического сечения камеры ($T_{\text{вп}}$, $T_{\text{ст.п}}$, $T_{\text{ст.ж}}$ и $T_{\text{ж.вых}}$) для последующего их сравнения с допустимыми температурами.

Исходными данными для расчета являются:

1. Расход на охладителя, проходящий через рубашку охлаждения в критическом сечении камеры $\dot{m}_{\text{охл}}$.
2. Теплофизические параметры:
 - скорость жидкости в тракте охлаждения $w_{\text{ж}}$;
 - коэффициент теплопроводности внутренней (огневой) стенки камеры в критическом сечении $\lambda_{\text{ст}}$;
 - коэффициент теплопроводности теплозащитного покрытия $\lambda_{\text{п}}$;
 - коэффициент шероховатости стенок канала охлаждения $e_{\text{ш}}$;

- температура жидкости на входе в тракт охлаждения $T_{\text{ж вх}}$.

Теплофизические параметры определяются по справочникам.

3. Геометрические параметры:

- радиус критического сечения газового тракта камеры $R_{\text{кр}}$;
- угол наклона ребер тракта охлаждения β_p ;
- толщина теплоизоляционного покрытия $\delta_{\text{п}}$;
- толщина внутренней стенки камеры $\delta_{\text{ст}}$;
- толщина ребра в канале охлаждения δ_p ;
- расстояние между ребрами тракта охлаждения a_p ;
- относительная площадь подогрева жидкости в тракте охлаждения \bar{S} ;
- коэффициент, характеризующий форму камеры Θ .

Геометрические параметры выбираются из статистических данных, за исключением радиуса критического сечения газового тракта камеры, который определяется по результатам газодинамического расчёта камеры.

4. Термодинамические параметры:

- давление в камере сгорания p_{0c} ;
- коэффициент избытка окислителя в пристеночном слое (в завесе) $\alpha_{\text{ок зав}}$.

Для определения значений искомым величин необходимо решить систему из 21 уравнения, включающую в себя следующие соотношения:

- уравнение, выражающее закон сохранения тепловой энергии; на стационарном режиме теплообмена закон сохранения энергии выражается в равенстве плотности подводимого к стенке и отводимого от нее тепловых потоков:

$$q_k = q_{\text{отв}}; \quad (4.99)$$

- уравнение для расчета плотности отводимого от стенки теплового потока:

$$q_{\text{отв}} = \frac{T_{\text{вп}} - T_{\text{жвх}}}{\frac{\delta_{\text{п}}}{\lambda_{\text{п}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}} \eta_{\text{рв}}} + \bar{S} \ominus \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} \cos \beta_{\text{р}} c_{\text{рж}}}}; \quad (4.100)$$

- уравнение для расчета плотности подводимого к стенке теплового потока:

$$q_k = \bar{q} \frac{P_{\text{к}}^{0,85}}{R_{\text{кр}}^{0,15}} S; \quad (4.101)$$

- уравнение, определяющее значение высоты «гладкого» (т.е. неоребрированного) канала охлаждения, необходимой для пропуска заданного расхода жидкости через критическое сечение канала при заданных геометрических параметрах, скорости и плотности жидкости:

$$h_{\text{к}} = \sqrt{\frac{\dot{m}_{\text{охл}}}{\pi w_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}} + (R_{\text{кр}} + \delta_{\text{ст}} + \delta_{\text{п}})^2} - (R_{\text{кр}} + \delta_{\text{ст}} + \delta_{\text{п}}); \quad (4.102)$$

- формулу эквивалентного гидравлического диаметра «гладкого» тракта охлаждения:

$$d_{\text{э}} = 2h_{\text{к}}; \quad (4.103)$$

- формулу расчета средней температуры жидкости в пристеночном слое канала охлаждения:

$$T_{\text{ср.ж}} = \frac{T_{\text{ж}} + T_{\text{ст.ж}}}{2}; \quad (4.104)$$

- уравнения, выражающие зависимость теплофизических свойств жидкости от температуры жидкости:

$$z_{\text{ж}} = f(T_{\text{ср.ж}}), \quad (4.105)$$

$$z_{\text{т}} = f(T_{\text{ж}}, T_{\text{ст.ж}}), \quad (4.106)$$

$$c_{\text{рж}} = f(T_{\text{ж}}), \quad (4.107)$$

$$\rho_{\text{ж}} = f(T_{\text{ж}}); \quad (4.108)$$

- уравнение, выражающее из критериев подобия взаимосвязь между коэффициентом конвективной теплоотдачи в канале охлаждения для случая «гладкой» стенки, скоростью, теплофизическими свойствами жидкости и параметрами канала:

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 e_{\text{ш}} \frac{w_{\text{ж}}^{0,8}}{d_{\text{с}}^{0,2}} z_{\text{ж}} \cdot z_{\text{т}}; \quad (4.109)$$

- выражение для расчета количества каналов, которые можно разместить в критическом сечении тракта охлаждения камеры при заданных толщине ребра и расстоянии между ребрами:

$$N = \frac{2\pi (R_{\text{кр}} + \delta_{\text{п}} + \delta_{\text{ст}})}{a_{\text{п}} + \delta_{\text{п}}}; \quad (4.110)$$

- выражение для высоты ребра, необходимой для пропуска заданного расхода жидкости через критическое сечение канала при заданных геометрических параметрах, скорости и плотности жидкости:

$$h_p = \frac{\dot{m}_{\text{охл}}}{w_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}} \frac{1}{Na_p}; \quad (4.111)$$

- уравнение, выражающее изменение коэффициента конвективной теплоотдачи в результате изменения эквивалентного гидравлического диаметра канала охлаждения при использовании оребрения:

$$\alpha'_{\text{жв}} = \alpha_{\text{ж}} \left(\frac{h_{\text{к}} a_p + h_p}{h_p a_p} \right)^{0,2} \frac{1}{\cos^{0,8} \beta_p}; \quad (4.112)$$

- выражение для коэффициента омывания:

$$\varphi_{\text{в}} = \sqrt{\frac{2\alpha'_{\text{жв}}}{\lambda_{\text{ст}} \delta_p}} \cdot h_p; \quad (4.113)$$

- формулу коэффициента оребрения:

$$\eta_{\text{рв}} = \frac{1}{\cos^{0,8} \beta_p} \left(\frac{h_{\text{к}} a_p + h_p}{h_p a_p} \right)^{0,2} \times \frac{1}{a_p + \delta_p} \left(a_p + 2h_p \cdot \frac{th\varphi_{\text{в}}}{\varphi_{\text{в}}} \right); \quad (4.114)$$

- уравнение, выражающее зависимость термодинамической S -функции от температуры и состава газов в пристеночном слое:

$$S = f(T_{\text{вп}}, \alpha_{\text{ок зав}}); \quad (4.115)$$

- уравнения, выражающие значения характерных температур стенки из закона сохранения энергии в форме уравнения теплопроводности:

$$T_{\text{ст.п}} = T_{\text{вп}} - q_{\text{отв}} \frac{\delta_{\text{п}}}{\lambda_{\text{п}}}, \quad (4.116)$$

$$T_{\text{ст.ж}} = T_{\text{ст.п}} - q_{\text{отв}} \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}}; \quad (4.117)$$

- уравнения, выражающие значения характерных температур жидкости из закона сохранения энергии с учетом подогрева жидкости в тракте охлаждения:

$$T_{\text{ж}} = T_{\text{жвх}} + q_{\text{отв}} \bar{S} \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} \cos \beta_{\text{р}} c_{\text{рж}}}, \quad (4.118)$$

$$T_{\text{жвых}} = T_{\text{жвх}} + q_{\text{отв}} \Theta \frac{R_{\text{кр}}^2}{\dot{m}_{\text{охл}} \cos \beta_{\text{р}} c_{\text{рж}}}. \quad (4.119)$$

Приведенная система из 21 уравнения содержит 21 неизвестную величину – $z_{\text{ж}}$, $z_{\text{т}}$, $c_{\text{рж}}$, $\rho_{\text{ж}}$, $T_{\text{вп}}$, $T_{\text{ст.п}}$, $T_{\text{ж}}$, $T_{\text{ср.ж}}$, $T_{\text{ст.ж}}$, $T_{\text{ж.вых}}$, S , $\varphi_{\text{в}}$, $h_{\text{р}}$, $h_{\text{к}}$, $\alpha'_{\text{жв}}$, $\alpha_{\text{ж}}$, N , $\eta_{\text{рв}}$, $d_{\text{э}}$, $q_{\text{к}}$, $q_{\text{отв}}$. Искомые неизвестные величины находятся между собой в сложной взаимосвязи, поэтому решить указанную систему уравнений аналитическим путем затруднительно. Эта проблема решается путем использования метода последовательных приближений.

Вывод: вследствие сложной взаимозависимости параметров, влияющих на теплообмен в канале охлаждения камеры ЖРД, расчет температурного режима камеры ЖРД является сложной задачей, решаемой приближенными методами.

ТЕМА № 5

СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА ЖРД

Лекция 5.1

Простейшие системы подачи топлива ЖРД

5.1 Общие сведения о системах подачи топлива ЖРД

Система подачи топлива предназначена для размещения и хранения на борту летательного аппарата необходимого запаса топлива, подачи его в камеру сгорания, запуска, регулирования и выключения двигателя.

В соответствии с назначением в состав системы подачи топлива входят топливные баки, агрегат, обеспечивающий создание требуемых давлений и расходов компонентов топлива, трубопроводы, а также датчики и агрегаты управления работой двигателя.

В зависимости от способа создания необходимых давлений и расходов компонентов топлива системы подачи топлива подразделяются на вытеснительные и насосные. В вытеснительных системах компоненты топлива вытесняются из баков давлением газа, подаваемого в топливные баки, а в насосных системах требуемые давления и расходы создаются насосами, которые, как правило, приводятся в движение турбинами. Наибольшее применение в ЖРД получили газовые турбины, в которых происходит преобразование в механическую энергию внутренней энергии горячего газа. Горячий газ, как правило, получают путем сжигания основных компонентов топлива в специальных огневых агрегатах, называемых газогенераторами, поэтому его часто называют генераторным газом.

Насосные системы подачи топлива (СПТ) по полноте использования химической энергии компонентов топлива подразделяются на СПТ без дожигания генераторного газа и СПТ с дожиганием генераторного газа. В первых генераторный газ, отработавший на турбине, выбрасывается в окружающее пространство. В системах с дожиганием генераторный газ после турбины подается в камеру сгорания двигателя, где дожигается с основной массой топлива.

Насосные СПТ по типу используемого генераторного газа подразделяются на СПТ с дожиганием окислительного газа и СПТ с дожиганием восстановительного газа.

5.2 Вытеснительные системы подачи топлива ЖРД

В вытеснительных системах подачи топлива в качестве источников газа используются аккумуляторы давления. Аккумулятор давления может быть газовым, жидкостным или пороховым. Газовый аккумулятор давления – это газовый баллон, в котором находится запас газа высокого давления. Жидкостный аккумулятор давления представляет собой устройство, в котором жидкие компоненты испаряются (газифицируются), химически разлагаются или сжигаются. Пороховой аккумулятор давления – это пороховой заряд, размещенный в корпусе и снабженный устройством для воспламенения.

Рассмотрим принципиальную схему вытеснительной системы подачи топлива на наиболее простом примере двухкомпонентного двигателя на самовоспламеняющихся компонентах с газовым аккумулятором давления (рис. 5.1). Двигатель такой схемы включает в себя следующие агрегаты:

- 1) камеру двигателя;

2) баки горючего (БГ) и окислителя (БО) с гибкими мембранами, разделяющими компонент и газ – для размещения, хранения и создания условий для вытеснения компонентов топлива в камеру;

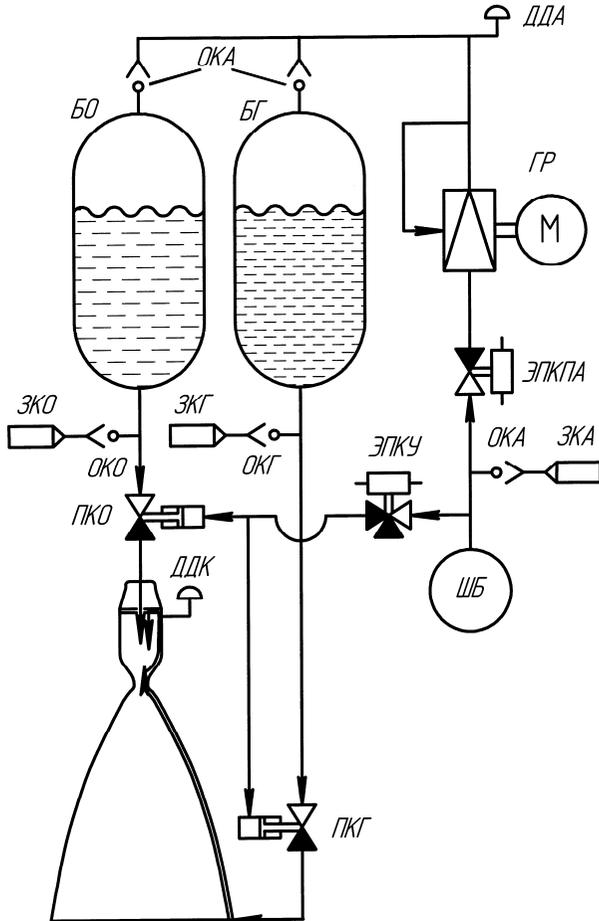


Рис. 5.1 Принципиальная схема ЖРД с вытеснительной системой подачи топлива

3) газовый аккумулятор давления (шар-баллон, ШБ) – для хранения запаса газа, вытесняющего КРТ из баков;

4) газовый редуктор (ГР) – для снижения высокого давления газа, поступающего из шар-баллона в баки, до заданного давления вытеснения;

5) пневмогидроклапаны окислителя (ПКО) и горючего (ПКГ) – для включения и выключения подачи КРТ в камеру сгорания;

6) электропневмоклапан управления (ЭПКУ) – для включения и выключения пневмогидроклапанов путем подачи и снятия управляющего давления с их пневмоприводов;

7) электропневмоклапан пуска азота (ЭПКПА) – для включения и выключения подачи давления на газовый редуктор;

8) устройства для заправки двигателя компонентами топлива и сжатым газом – заправочные колодки (ЗКА, ЗКО, ЗКГ) и обратные клапаны (ОКА, ОКО, ОКГ);

9) камеру двигателя – для преобразования химической энергии топлива в кинетическую энергию отбрасываемых продуктов сгорания;

10) обратные клапаны азота (ОКА) – для обеспечения односторонней подачи вытесняющего газа в баки;

11) трубопроводы – для придания потокам газа и компонентам требуемого направления;

12) датчики давления (ДДА, ДДК) – для контроля процессов заправки и функционирования двигателя.

При подготовке двигателя к пуску производится заправка пневмосистемы сжатым газом (N_2 , He) до давления 200 атмосфер, а затем – заправка горючего и окислителя в баки через заправочные колодки. Контроль заправки производится весовым способом.

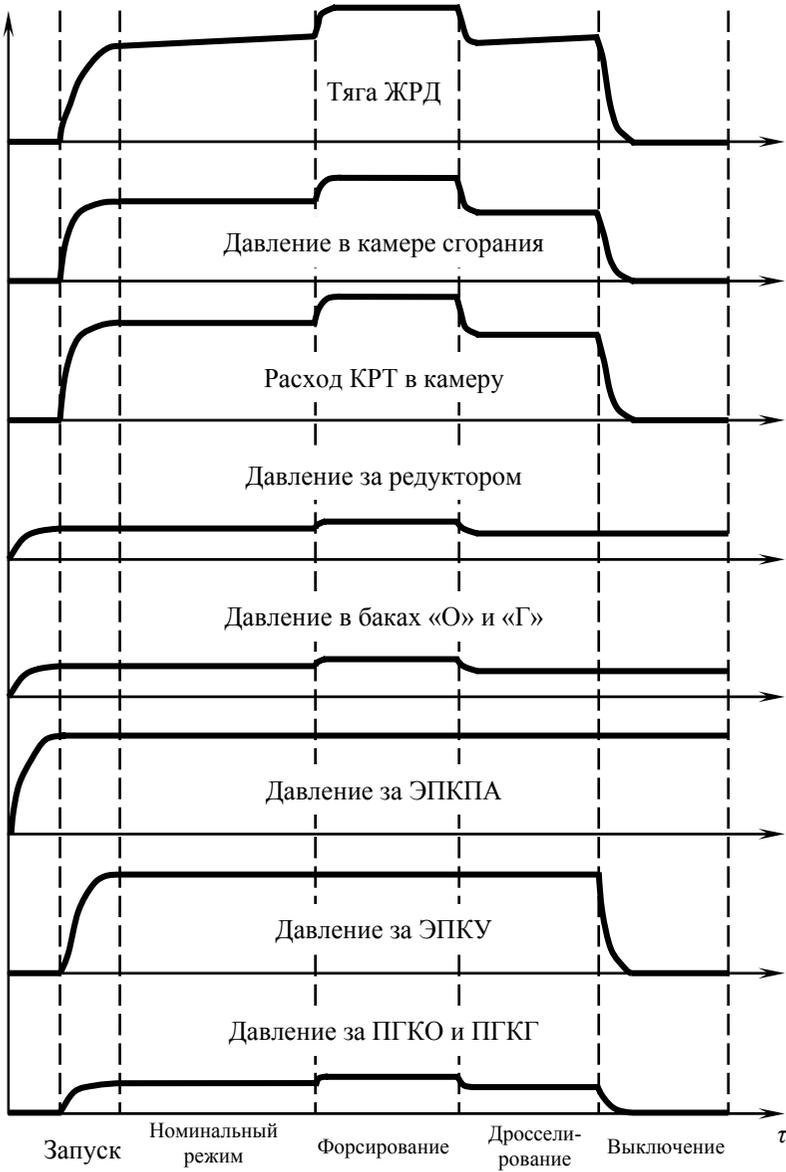


Рис. 5.2 Изменение параметров рабочих тел при работе ЖРД с вытеснительной системой подачи топлива

При включении двигателя включается электропневмоклапан пуска азота, и газ высокого давления подается в газовый редуктор (рис. 5.2). В газовом редукторе давление снижается до значения, определяемого предварительной настройкой редуктора. Газ с заданным давлением подается в баки, однако топливо не вытесняется, так как на выходе из баков трубопроводы закрыты пневмогидроклапанами.

При подаче напряжения на электропневмоклапан управления подачей топлива в камеру управляющее давление открывает пневмогидроклапаны горючего и окислителя. Компоненты топлива поступают в камеру сгорания, где происходит их самовоспламенение и последующее горение.

Управление величиной тяги двигателя осуществляется путем изменения давления газа за газовым редуктором. Увеличение тяги двигателя называется его *форсированием*, а уменьшение тяги – *дресселированием*.

При выключении двигателя снимается напряжение с ЭПК и стравливается давление за ним. Пневмогидроклапаны горючего и окислителя закрываются, вследствие чего прекращается подача КРТ в камеру.

ЖРД с вытеснительной системой подачи топлива используются главным образом на космических аппаратах, где требуемая тяга относительно невелика. Применение таких ЖРД в качестве маршевых двигателей ракет-носителей нецелесообразно, так как высокие величины тяги требуют высокого давления в камере сгорания. Высокое давление в баках, которое пришлось бы создавать при использовании вытеснительной системы подачи топлива, привело бы к необходимости создания массивных баков, т.е. к увеличению массы конструкции ракеты-носителя.

Давление в камере сгорания таких двигателей, как правило, не превышает 1,2...1,5 МПа, а величина создаваемой тяги находится в пределах от нескольких граммов до сотен килограммов.

Вывод: преимуществами двигателей с вытеснительной системой подачи топлива являются простота их конструкции, а следовательно, высокая надежность, а также большой ресурс – до 10000 с (у маршевых двигателей ракет-носителей – 90...130 с). Недостатком этих двигателей является низкая эффективность использования химической энергии компонентов ракетного топлива.

5.3 Насосные системы подачи топлива ЖРД без дожигания генераторного газа

Рассмотрим принципиальную схему ЖРД без дожигания генераторного газа на примере однокамерного двигателя однократного включения, использующего самовоспламеняющиеся КРТ: окислитель – азотную кислоту и горючее – НДМГ (рис. 5.3).

ЖРД имеет один блочный одновальный турбонасосный агрегат (ТНА), содержащий основные одноступенчатые шнекоцентробежные насосы окислителя (НО) и горючего (НГ), и газовую турбину (Т). Газогенератор – двухкомпонентный, восстановительный. В него поступает часть расхода горючего и окислителя (1...2 % горючего и 3...5 % окислителя). Полученный генераторный газ после совершения работы на турбине Т по газоводу направляется в окружающее пространство.

В магистралях системы подачи топлива установлены следующие нормально закрытые клапаны:

- разделительные пироклапаны на входе в двигатель по окислителю (РПКО) и по горючему (РПКГ);
- пироклапан дренажа горючего (ПКДрГ), через который осуществляется дренаж горючего после выключения двигателя.

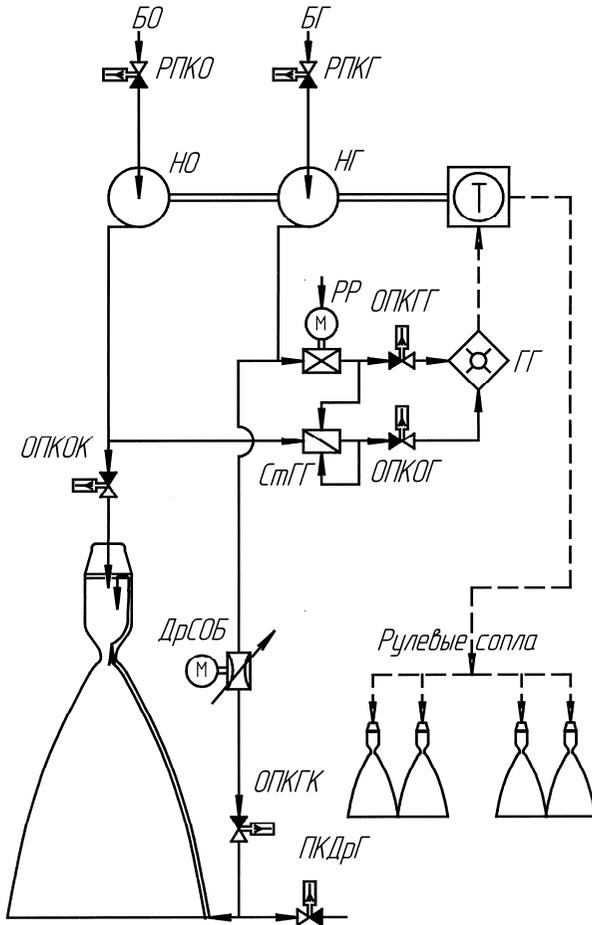


Рис. 5.3 Принципиальная схема ЖРД без дожигаания генераторного газа

В магистралях системы подачи топлива установлены следующие нормально открытые клапаны:

- отсечные пироклапаны окислителя камеры (ОПКОК) и газогенератора (ОПКОГ), обеспечивающие в открытом положении подачу окислителя в камеру и газогенератор соответственно;

- отсечные пироклапаны горючего: камеры (ОПКГК) и газогенератора (ОПКГГ), через которые горючее подается в камеру и газогенератор соответственно.

В системе подачи топлива установлены следующие агрегаты системы автоматического управления:

- регулятор расхода (РР) в магистрали горючего газогенератора, осуществляющий управление тягой на основе «расходного» принципа регулирования;

- стабилизатор газогенератора (СтГГ) в магистрали окислителя газогенератора, задачей которого является поддержание неизменного соотношения компонентов в газогенераторе;

- дроссель системы синхронного опорожнения баков (ДрСОБ) в магистрали горючего камеры.

Запуск ЖРД без дожигания генераторного газа происходит в такой последовательности (рис. 5.4):

1. Открываются пиромембранные клапаны входа окислителя и горючего. Компоненты ракетного топлива поступают в газогенератор и камеру двигателя, смешиваются и самовоспламеняются в них.

2. Турбина турбонасосного агрегата раскручивается, вращая насосы горючего и окислителя. Расход КРТ и давления за насосами горючего и окислителя растут, вследствие чего растет давление в камере сгорания p_k , а следовательно, растет и тяга двигателя.

3. При достижении тягой значения около 60 % от номинального происходит отрыв ракеты-носителя от пускового стола. Как только сработал контакт подъема, включается управление работой двигателя от системы управления ракеты-носителя.

4. Для предотвращения чрезмерного возрастания давления в камере сгорания при достижении тягой значения около 90 % от номинального включается регулятор тяги.

Для точного выполнения программы полета на номинальном режиме необходимо осуществлять регулирование тяги двигателя. Для форсирования двигателя необходимо повысить давление в камере сгорания, а следовательно, увеличить расход КРТ и давление за насосами. Это достигается путем увеличения скорости вращения насосов.

Скорость вращения насосов равна скорости вращения турбины. Для увеличения скорости вращения турбины нужно повысить давление в газогенераторе, а, следовательно, расход КРТ в него. Такой способ регулирования тяги называется «расходным».

Дросселирование двигателя осуществляется тем же способом.

Двигатели открытой схемы форсируются и дросселируются в пределах 5...7 % от номинальной тяги.

На заключительном этапе работы двигателя (перед его выключением) включается в работу дроссель системы синхронного опорожнения баков. Необходимость одновременного окончания выработки компонентов обусловлена нижеследующими обстоятельствами.

Если горючее закончится раньше окислителя, то в восстановительном газогенераторе произойдет резкое смещение соотношения компонентов в сторону стехиометрического, следствием чего станет резкое повышение температуры генераторного газа, а значит, резкое повышение производительности ТНА. Повышение температуры газа может привести к разрушению турбины.

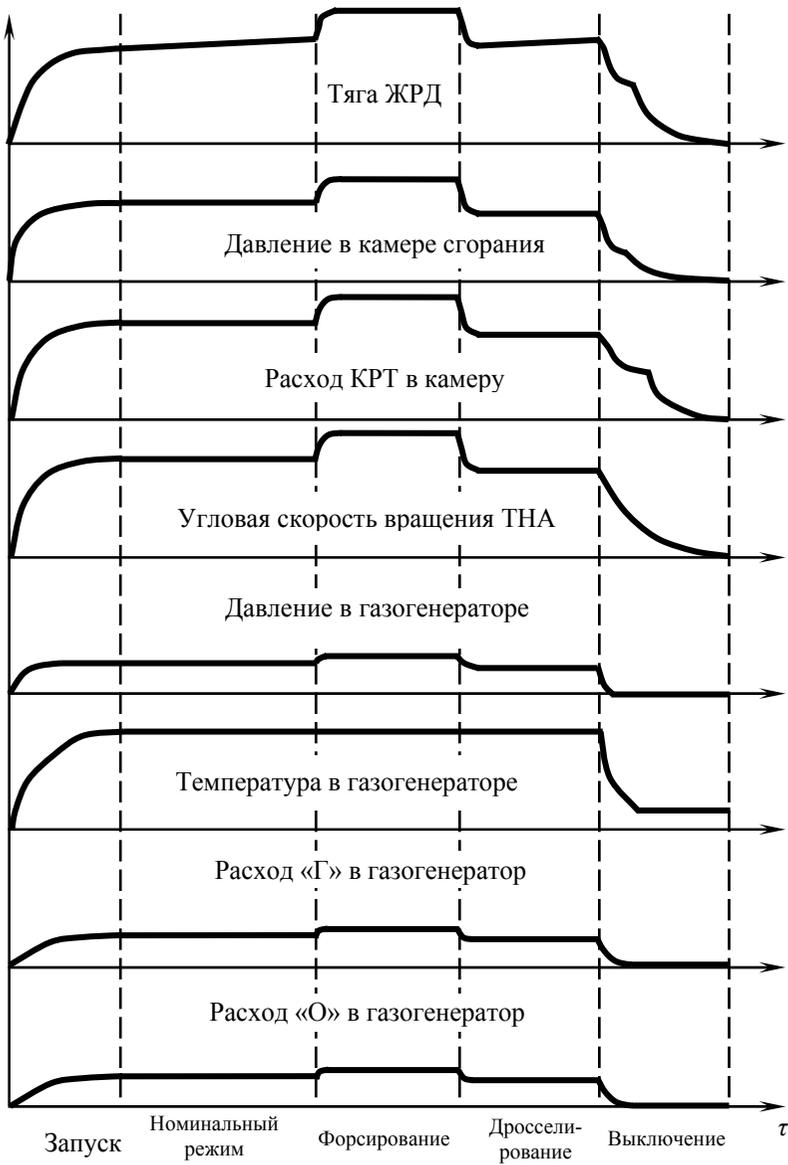


Рис. 5.4 Изменение параметров рабочих тел при работе ЖРД без дожигания генераторного газа

В камере сгорания двигателя также произойдет смещение соотношения компонентов в сторону $\alpha_{ок} = 1$. В сочетании с резким возрастанием расхода компонентов из-за увеличения скорости вращения ротора ТНА это приведет к росту температуры и давления в камере сгорания и разрушению двигателя.

Выключение маршевых двигателей рассматриваемой схемы всегда двухступенчатое:

1. По предварительной команде отсекается подача окислителя и горючего в газогенератор. Горение КРТ в нем прекращается. Ротор турбонасосный агрегата некоторое время продолжает вращаться по инерции. Расходы КРТ и тяга двигателя постепенно снижаются.

2. По основной команде на выключение двигателя закрываются отсечные пироклапаны горючего и окислителя камеры и открывается пироклапан дренажа горючего. Процесс горения в камере прекращается, горючее через клапан дренажа из рубашки охлаждения камеры дренируется в окружающее пространство.

Двухступенчатое выключение двигателя предупреждает возникновение явления гидравлического удара.

Дренаж горючего из рубашки охлаждения камеры через клапан дренажа горючего позволяет свести к минимуму импульс последствия двигателя.

Настройка двигателя на номинальный режим по давлению в камере и тяге производится регулировкой агрегатов системы автоматического управления (САУ) и осуществляется при изготовлении ЖРД.

ЖРД открытой схемы теоретически могут иметь максимальное давление в камере сгорания $p_{к\tau \max} = 30$ МПа, но на практике реализовано $p_{к \max} = 5 \dots 15$ МПа. При попытке увеличения давления в камере сгорания увеличивается доля расхода компонентов ракетного топлива, проходящая через газогенератор и газовую турбину и выбрасы-

ваемая в окружающую среду. Но если в камере энергия топлива используется более-менее полно ($T_k = 3500$ К), то в газогенераторе нельзя поднимать температуру из-за опасности разрушения лопаток турбины ($T_{гт} = 1150...1250$ К). Следовательно, химическая энергия топлива в газогенераторе используется неэффективно.

Поскольку химическая энергия КРТ в газогенераторе используется не полностью, повышение давления в камере сгорания таких двигателей приводит к снижению удельного импульса ЖРД:

$$I_y = \frac{I_{ук} \dot{m}_k + I_{ув} \dot{m}_{гт}}{\dot{m}_k + \dot{m}_{гт}}, \quad (5.1)$$

где $I_{ук}$, $I_{ув}$ – удельный импульс камеры ЖРД и выхлопных сопел ТНА соответственно; \dot{m}_k , $\dot{m}_{гт}$ – расходы КРТ в камеру и в газогенератор. Поэтому повышение давления в камере сгорания двигателей открытой схемы выше 15 МПа нецелесообразно. Повышение p_k и соответственно удельного импульса ЖРД возможно путем использования дожигания генераторного газа.

Вывод: в двигателях с насосной системой подачи топлива без дожигания генераторного газа (открытой схемы) для обеспечения требуемых расходов и давлений компонентов ракетного топлива может использоваться химическая энергия основных компонентов. Из-за низкой эффективности использования химической энергии КРТ в газогенераторе в ЖРД открытой схемы не могут создаваться высокие давления в камере сгорания и поэтому не могут быть достигнуты высокие значения удельного импульса.

Лекция 5.2

Закрытые системы подачи топлива ЖРД

5.4 Насосные системы подачи топлива ЖРД с дожиганием окислительного генераторного газа

Рассмотрим принципиальную схему ЖРД с дожиганием окислительного газа на примере однокамерного двигателя, использующего самовоспламеняющиеся КРТ: окислитель – азотный тетроксид и горючее – несимметричный диметилгидразин (рис. 5.5).

ЖРД имеет один блочный двухвальный ТНА, содержащий основные одноступенчатые шнекоцентробежные насосы окислителя (НО) и горючего (НГ1), подкачивающий насос горючего (НГ2) для питания газогенератора и приводящую их в движение газовую турбину (Т). Первоначальная раскрутка ТНА при запуске осуществляется сжатым газом от пневмосистемы.

Газогенератор (ГГ) – двухкомпонентный, окислительный. В него поступает весь окислитель, идущий в камеру ЖРД, а также часть горючего (порядка 4...6%) из подкачивающего насоса НГ2. Полученный генераторный газ после совершения работы на турбине Т по газоводу направляется в камеру, где дожигается с оставшимся горючим, поступающим из основного насоса горючего НГ1 через тракт внешнего (регенеративного) охлаждения камеры.

Поскольку шнекоцентробежные насосы не могут обеспечить значительное повышение давления, необходимое для работы такого двигателя, в схеме двигателя должны присутствовать устройства предварительного повышения давления. В качестве таких устройств применяются преднасосы (струйные) или бустерные насосные агрегаты, использующие для привода гидротурбину в магистрали горючего и газовую турбину в магистрали окислителя (на схеме не показаны).

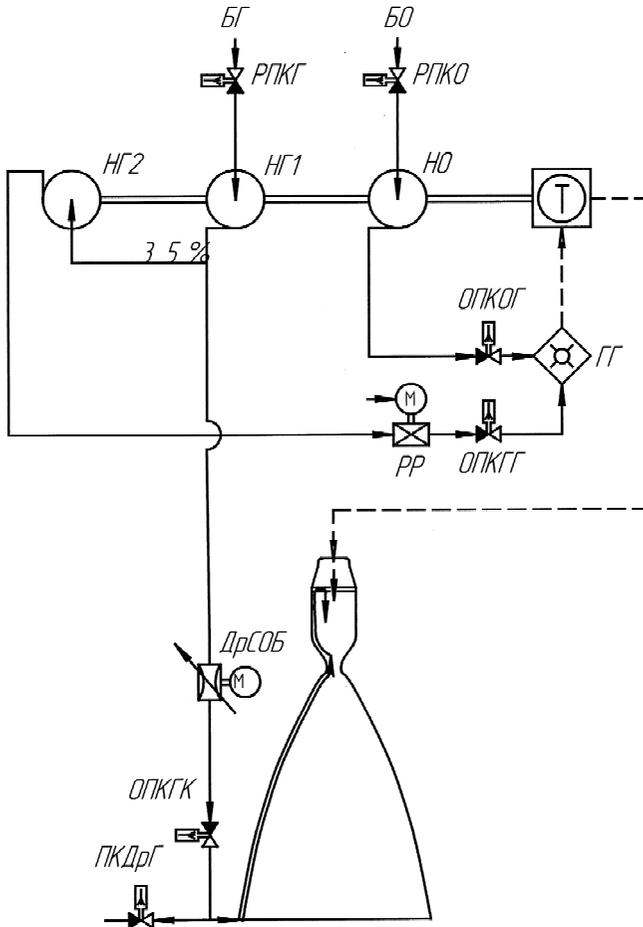


Рис. 5.5 Принципиальная схема ЖРД с дожиганием окислительного газа

В магистралях системы подачи топлива установлены следующие нормально закрытые клапаны:

- разделительные пироклапаны на входе в двигатель по окислителю (РПКО) и по горючему (РПКГ);

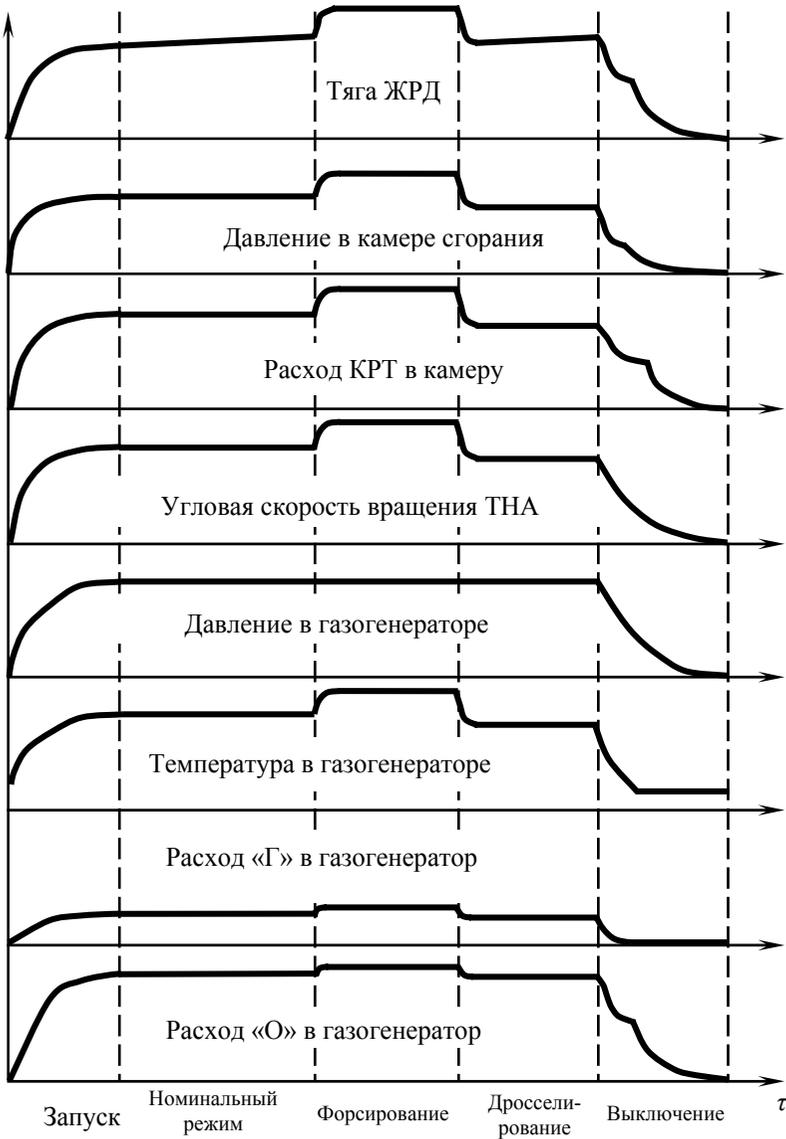


Рис. 5.6 Изменение параметров рабочих тел при работе ЖРД с дожиганием окислительного генераторного газа

- пироклапан дренажа горючего (ПКДрГ), через который осуществляется дренаж горючего после выключения двигателя.

В магистралях системы подачи топлива установлены следующие нормально открытые клапаны:

- отсечной пироклапан окислителя (ОПКО), обеспечивающий в открытом положении подачу окислителя в газогенератор;
- отсечные пироклапаны горючего: камеры (ОПКГК) и газогенератора (ОПКГГ), через которые горючее подается в камеру и газогенератор соответственно.

В системе подачи топлива установлены следующие агрегаты системы автоматического управления:

- регулятор расхода (РР) в магистрали горючего газогенератора, осуществляющий управление тягой на основе «температурного» принципа регулирования;
- дроссель системы синхронного опорожнения баков (ДрСОБ) в магистрали горючего камеры.

Настройка двигателя на номинальный режим по давлению в камере и тяге производится регулировкой агрегатов системы автоматического управления (САУ) и осуществляется при изготовлении ЖРД. Обычно в камерах обеспечивается давление 15...25 МПа.

При запуске ЖРД с дожиганием окислительного газа происходят следующие процессы (рис. 5.6):

1. Запуск начинается с раскрутки турбонасосного агрегата сжатым газом, поступающим из пневмосистемы на пусковую турбину.
2. Через 0,1...0,2 с открываются разделительные пироклапаны РПКО и РПКГ. Жидкие окислитель и горючее начинают поступать в газогенератор, где вступают в химическую реакцию и воспламеняют-

ся. Начинается процесс выработки генераторного газа, способствующий дальнейшей раскрутке турбонасосного агрегата.

3. По мере нарастания давлений за насосами турбонасосного агрегата газогенератор выходит на устойчивый режим работы, при этом раскрутка ТНА от пневмосистемы выключается. Температура газа на выходе из газогенератора вынужденно обеспечивается не более 800...850 К, так как при более высокой температуре в агрессивной окислительной среде лопатки турбины будут быстро разрушены.

4. По газоводу генераторный газ, т.е. газифицированный окислитель, поступает в камеру двигателя, куда к этому моменту подходит горючее. Происходит воспламенение и образование устойчивого факела горения.

5. С началом процессов горения и истечения начинается рост тяги, скорость набора которой ограничивается площадью проходного сечения регулятора тяги, который по принципу действия является регулятором расхода.

Регулирование двигателя на номинальном режиме осуществляется в пределах $\pm 5...10\%$ по тяге. «Температурный» принцип регулирования основывается на том, что при незначительном изменении расхода горючего в газогенератор значительно изменяется соотношение компонентов в газогенераторе, а значит, температура генераторного газа. Следовательно, при смещении соотношения компонентов в сторону горючего обладающий **б**ольшой внутренней энергией генераторный газ совершит **б**ольшую работу на турбине, поэтому скорость вращения ТНА увеличится. При смещении соотношения компонентов в сторону окислителя мощность ТНА соответственно уменьшится.

Это приведет к снижению расходов окислителя и горючего в камеру, а значит, к снижению тяги.

Таким образом, «температурный» принцип регулирования тяги заключается в изменении только расхода горючего в газогенератор, в отличие от «расходного» регулирования, где изменяются расходы обоих компонентов.

Работа дросселя системы синхронного опорожнения баков аналогична его работе в двигателях без дожигания.

Выключение, или *останов*, двигателя для устранения гидроударов в магистралях осуществляется в две ступени:

1. Отсечным пироклапаном горючего газогенератора (ОПКГГ) прекращается (отсекается) подача горючего в газогенератор и прекращается процесс выработки генераторного газа. Скорость вращения ротора ТНА снижается.

2. Через 0,5...1 с после снижения давлений в магистралях закрываются клапаны ОПКО и ОПКГК, прекращая подачу компонентов в камеру. Одновременно открывается клапан дренажа ПКДрГ, в результате чего остатки горючего из трубопровода и рубашки охлаждения дренируются в окружающее пространство.

Двигатели с дожиганием окислительного газа (закрытой схемы) отличаются значительно **большим** давлением в камере сгорания, чем двигатели без дожигания. Следовательно, они энергетически более эффективны, чем двигатели открытой схемы. Однако ввиду высокой химической агрессивности окислительного газа температура в газогенераторе ограничивается пределами 800...850 К из-за опасности разрушения лопаток газовой турбины. Поэтому химическая энергия КРТ в газогенераторе используется не полностью. Преодоление этого не-

достатка возможно путем использования восстановительного генераторного газа.

Вывод: ЖРД с насосной системой подачи топлива с дожиганием окислительного газа они энергетически более эффективны, чем двигатели открытой схемы. Однако их энергетическая эффективность ограничивается химической агрессивностью окислительного газа.

5.5 Особенности насосных систем подачи топлива ЖРД с дожиганием восстановительного генераторного газа

Восстановительные схемы дожигания используются, как правило, в кислородно-водородных ЖРД, поскольку организовать в большом объеме получение восстановительного генераторного газа на углеводородсодержащих горючих (керосине, пропане, метане, гидразине и других) затруднительно из-за опасности сажеобразования.

Рассмотрим принципиальную схему ЖРД с дожиганием восстановительного газа на примере однокамерного кислородно-водородного двигателя (рис. 5.4).

ЖРД имеет один блочный двухвальный турбонасосный агрегат, содержащий газовую турбину (Т), трехступенчатый насос водорода (НГ) и два насоса окислителя: НО1, обеспечивающий подачу кислорода в камеру, и более высоконапорный НО2, обеспечивающий питание основного газогенератора. Через первый насос проходит около 90 % полного расхода кислорода, а через второй – остальные 10 %.

Основной газогенератор – двухкомпонентный, восстановительный. В него поступает около 60 % всего водорода после насоса горючего, а также около 10 % кислорода после насоса окислителя НО2. Оставшиеся 40 % водорода после насоса горючего охлаждают каме-

гидротурбиной (БНАО). Для их питания соответственно используются 5...7 % восстановительного газа, отбираемого до турбины Т турбо-насосного агрегата, и 10...15 % жидкого кислорода, отбираемого после насоса окислителя НО1.

Отработавший на турбине бустерного насосного агрегата окислитель БНАО кислород сбрасывается на вход в насос НО1, а восстановительный газ после турбины бустерного насосного агрегата горючего БНАГ подмешивается к газу, отработавшему на турбине основного турбо-насосного агрегата ТНА и направляемому в камеру на дожигание.

В магистралях системы подачи топлива установлены следующие нормально закрытые клапаны:

- разделительные пироклапаны: окислителя (РКО) – на входе в бустерный насосный агрегат окислителя (БНАО) и горючего (РКГ) – за бустерным насосным агрегатом горючего (БНАГ). Последний с момента начала заправки бака водорода является захолаженным и залитым при постоянной циркуляции по "малому" контуру через РКГ;
- пуско-отсечные пироклапаны окислителя и горючего соответственно камеры (КОК и КГК) и основного газогенератора (ОПКГГ);
- клапаны захолаживания по окислителю (КЗхО) и по горючему (КЗхГ), через которые обеспечивается сброс паров при захолаживании, осуществляется циркуляция обоих криогенных компонентов ракетного топлива для поддержания конструкции ЖРД в охлажденном состоянии и производится дренаж кислорода и водорода в соответствующие баки при выключении. Для горючего контур циркуляции включает все магистрали горючего в двигателе.

Все клапаны имеют пневматический привод и обеспечивают многократное срабатывание.

В системе подачи топлива установлены следующие агрегаты системы автоматического управления:

- регулятор расхода (РР) в магистрали окислителя газогенератора, осуществляющий управление тягой на основе «температурного» принципа регулирования;
- дроссель системы синхронного опорожнения баков (ДрСОБ) в магистрали окислителя камеры, изменяющий его расход с целью синхронизации опорожнения баков к концу работы ЖРД.

Настройка двигателя на номинальный режим по давлению в камере и тяге производится регулировкой агрегатов системы автоматического управления (САУ) и осуществляется при изготовлении ЖРД. Обычно в камерах обеспечивается давление 20...30 МПа. Температура в газогенераторе – 900...1100 К.

Воспламенение компонентов ракетного топлива в огневых агрегатах – электроплазменное или с помощью электросвечей, питаемых основными КРТ автономно. При запуске предусмотрены режимы пусковой раскрутки и привода во вращение бустерного насосного агрегата горючего гелием от пневмосистемы.

Двигатели рассматриваемой схемы имеют плавный, растянутый во времени до 4...5 с, бесступенчатый запуск, возможность глубокого (до 50...60 % от номинальной тяги) дросселирования тяги и двухступенчатое выключение.

Вывод: ЖРД с насосной системой подачи топлива с дожиганием восстановительного газа энергетически более эффективны, чем двигатели с дожиганием окислительного газа. Однако они отличаются сложностью конструкции и управления.

ТЕМА № 6

ЛОПАТОЧНЫЕ МАШИНЫ

Лекция 6.1

Лопаточные машины

6.1 Принцип действия и классификация лопаточных машин

Лопаточная машина – это техническое устройство, в котором происходит изменение (преобразование) энергии потока рабочего тела (жидкости или газа) в процессе обтекания им лопаток вращающегося рабочего колеса.

Лопаточная машина состоит из вращающегося рабочего колеса и неподвижных корпуса, подводящего устройства и отводящего устройства. Подводящие устройства могут быть выполнены в виде сопел или иметь устройства, спрямляющие поток рабочего тела. К лопаточным машинам относятся лопаточные насосы и турбины.

Лопаточный насос – это техническое устройство, в котором механическая энергия, подаваемая извне, преобразуется в энергию потока рабочего тела (жидкости или газа) в процессе обтекания им лопаток вращающегося рабочего колеса.

Для некоторой массы рабочего тела, проходящего через рабочее колесо насоса, справедлива следующая запись закона сохранения энергии: $\Delta E_{\text{вр}} = \Delta E_{\text{рт}} + \Delta E_{\text{пот}}$. Это означает, что подводимая механическая энергия вращения рабочего колеса расходуется на изменение энергии рабочего тела и на потери энергии вследствие несовершенства рабочего процесса.

Турбина – это техническое устройство, в котором энергия потока рабочего тела (жидкости или газа), подаваемого извне, преобразуется в механическую энергию вращающегося рабочего колеса в процессе обтекания рабочим телом его лопаток.

Для рабочего процесса, проходящего в рабочем колесе турбины, можем записать: $\Delta E_{рт} = \Delta E_{вр} + \Delta E_{пот}$.

В зависимости от преимущественного направления движения рабочего тела относительно оси вращения рабочего колеса лопаточные насосы подразделяются на центробежные, диагональные и осевые, а турбины – на осевые, диагональные и центростремительные.

6.2 Геометрические параметры рабочего колеса лопаточной машины

Рассмотрим рабочее колесо лопаточной машины на примере лопаточного насоса. Рабочее колесо размещается в корпусе и состоит из основного диска, установленных на нем лопаток и покрывного диска, который предотвращает перетекание жидкости (газа) из одного межлопаточного канала в другой и тем самым снижает потери энергии. Лопатки в общем случае могут не перекрывать все пространство между дисками, и на входе в рабочее колесо может быть пространство без лопаток.

Характерными геометрическими параметрами рабочего колеса являются следующие линейные размеры (рис. 6.1):

- $D_{0п}$ – внутренний диаметр покрывного диска;
- D_0 – внутренний диаметр основного диска;
- $D_{4п}$ – наружный диаметр покрывного диска;
- D_4 – наружный диаметр основного диска;

- D_1 – диаметр входа (расстояние от оси вращения рабочего колеса до точки входа);
- D_2 – диаметр выхода (расстояние от оси вращения рабочего колеса до точки выхода);
- b_1 – ширина межлопаточного канала на входе;
- b_2 – ширина межлопаточного канала на выходе;
- $\delta_{\text{п}}$ – зазор между внешней поверхностью покрывного диска и корпусом лопаточной машины;
- δ – зазор между внешней поверхностью основного диска и корпусом лопаточной машины.

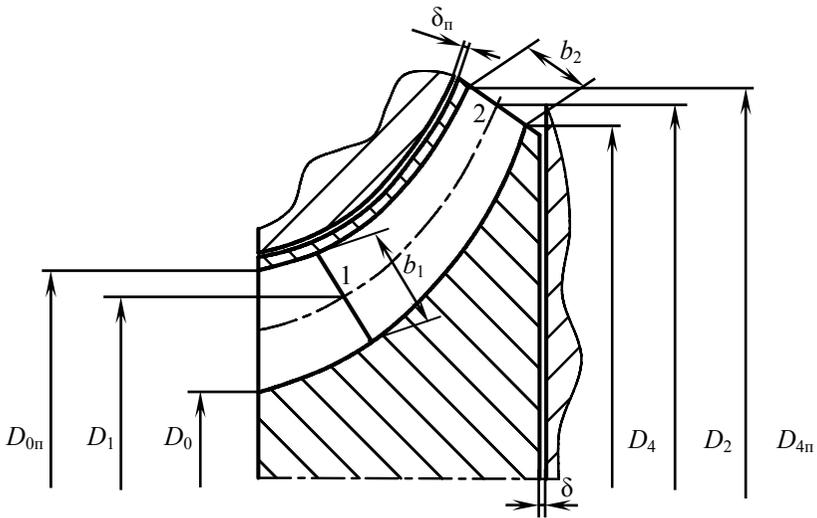


Рис. 6.1 Геометрические параметры рабочего колеса центробежного насоса

Часть рабочего колеса лопаточной машины, в которой расположены лопатки, называется *лопаточной решеткой* или лопаточным венцом. Лопаточные решетки представляют собой сложные трехмерные тела, и обтекание их рабочим телом – это неустановившийся

трехмерный процесс. В теории же течение рабочего тела в лопаточной решетке рассматривают как двухмерное установившееся обтекание. При этом лопатку можно рассматривать не как трехмерное тело, а как двухмерный профиль.

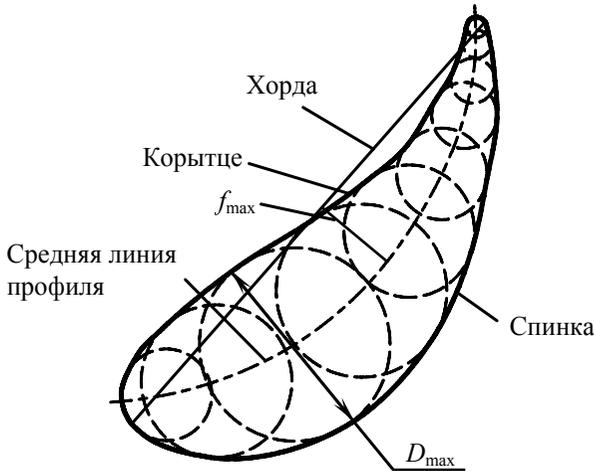


Рис. 6.2 Профиль лопатки турбины

Профиль лопатки (рис. 6.2) рассматривается как фигура, образованная перемещением круга по кривой, причем диаметр круга от входной стороны лопатки к выходной стороне изменяется: сначала увеличивается до величины D_{\max} — *максимальной толщины профиля*, затем уменьшается. Геометрическое место центров кругов называется *средней линией профиля*. Линия, соединяющая наиболее удаленные точки профиля, называется *хордой*. Вогнутая часть профиля называется *корытцем*, а выгнутая — *спинкой*. Максимальное расстояние от хорды до средней линии профиля называется *максимальным прогибом средней линии профиля* f_{\max} .

Лопаточная решетка представляет собой ряд лопаток, расположенных на равных расстояниях в окружном направлении, на одинаковом расстоянии от центра рабочего колеса и под одинаковым углом к радиусу колеса (рис. 6.3).

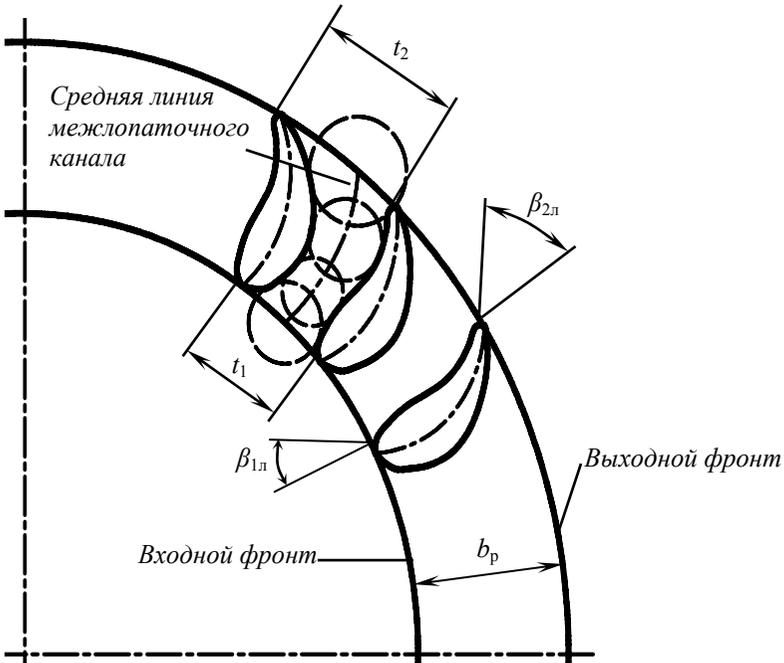


Рис. 6.3 Лопаточная решетка

Входным фронтом решетки называется дуга с центром на оси вращения рабочего колеса, проходящая через крайние точки входных кромок лопаток. *Выходной фронт* – это дуга с центром на оси вращения рабочего колеса, проходящая через крайние точки выходных кромок лопаток. Расстояние по нормали между фронтами называется *шириной решетки* b_p . Угол между касательной к средней линии профиля на входе в решетку и нормалью к входному фронту называется *входным углом профиля* или *входным углом установки лопатки* $\beta_{1л}$.

Аналогично определяется *выходной угол установки лопатки* $\beta_{2л}$. *Углом изгиба профиля* называется угол $\theta = 180^\circ - (\beta_{1л} - \beta_{2л})$. *Шагом решетки* называется расстояние между крайними точками профиля соседних лопаток – на входе и выходе соответственно t_1 и t_2 . *Густотой* лопаточной профиля называется отношение ширины решетки к ее шагу: $\bar{b}_p = \frac{b_p}{t}$. *Относительным шагом* решетки называется величина, обратная густоте решетки: $\bar{t}_p = \frac{t}{b_p}$.

Лопаточные решетки могут образовывать каналы различной формы. О форме канала можно судить, если вписать между профилями окружности, которые касаются соседних профилей. Центры этих окружностей образуют *среднюю линию межлопаточного канала*. Если ширина канала от входа к выходу уменьшается, то такой канал называется *конфузорным*, а если увеличивается, то – *диффузорным*.

Конфузорные решетки применяются в основном на турбинах, а диффузорные – в основном в насосах и компрессорах. Решетки с одинаковой шириной канала на входе и выходе используются в активных лопаточных машинах.

6.3 Кинематические параметры рабочего процесса в лопаточных машинах

В теории лопаточных машин чаще всего используют струйную теорию, которая исходит из того, что, во-первых, жидкость идеальная (т.е. несжимаемая и не имеет вязкости) и, во-вторых, течение жидкости через насос можно представить как сумму движения элементарных струек. Это означает, что вместо рассмотрения течения жидкости

в каждой точке межлопаточного канала можно рассматривать движение жидкости вдоль средней линии канала, а параметрами её движения считать параметры, усредненные по текущему фронту.

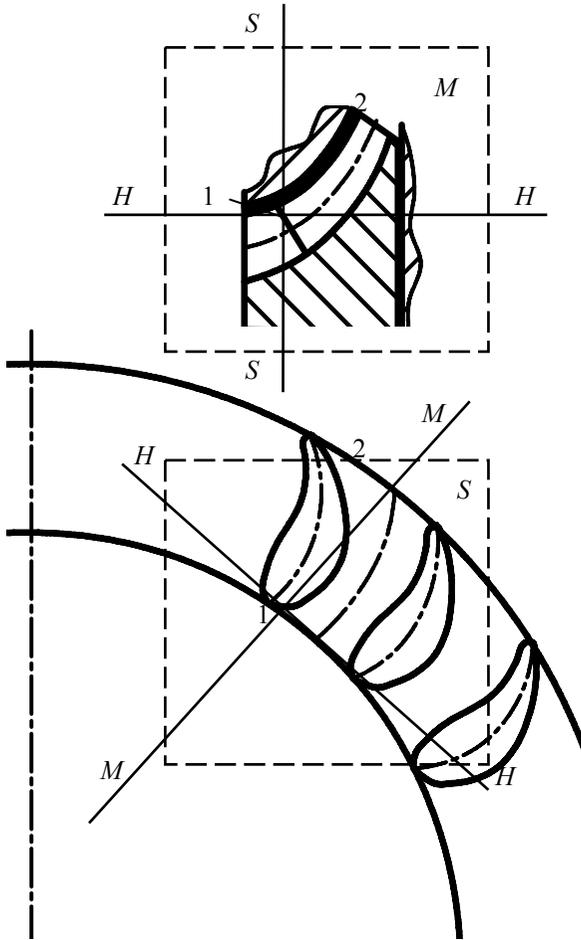


Рис. 6.4 Координатные плоскости в теории лопаточных машин

При принятых допущениях можно ограничиться рассмотрением течения жидкости в рабочем колесе от одной условной точки к другой.

Пересечение средней линии межлопаточного канала с входным фронтом будем называть *точкой входа* 1, а пересечение с выходным фронтом – *точкой выхода* 2 (рис. 6.4).

Наиболее важными кинематическими параметрами рабочего процесса в лопаточных машинах являются скорости жидкости на входе и выходе из рабочего колеса. Скорости необходимо определять относительно некоторой системы координат. Определим эту систему координат.

Через точку входа 1 проведем три координатные плоскости (рис. 6.4). Плоскость, перпендикулярная к оси вращения рабочего колеса, называется *плоскостью вращения* (S). Плоскость, параллельная оси вращения рабочего колеса и перпендикулярная к радиусу, проведенному через точку 1, называется *горизонтальной плоскостью* (H). Перпендикулярная к указанным двум плоскостям плоскость, проходящая через ось вращения рабочего колеса и радиус, проведенный через точку 1, называется *меридиональной плоскостью* (иногда – радиальной) (M). Пересечение перечисленных плоскостей дает координатные оси:

- ось R (пересечение меридиональной плоскости и плоскости вращения);
- ось A (пересечение меридиональной плоскости и горизонтальной плоскости);
- ось U (пересечение горизонтальной плоскости и плоскости вращения).

Рассмотрим характерные скорости в точке 1 (рис. 6.5):

\vec{C}_1 – абсолютная скорость жидкости;

\vec{w}_1 – относительная скорость жидкости (скорость относительно рабочего колеса);

\vec{u}_1 – окружная скорость вращения рабочего колеса; $u_1 = \omega r_1$, где ω – угловая скорость вращения рабочего колеса; r_1 – радиус точки 1.

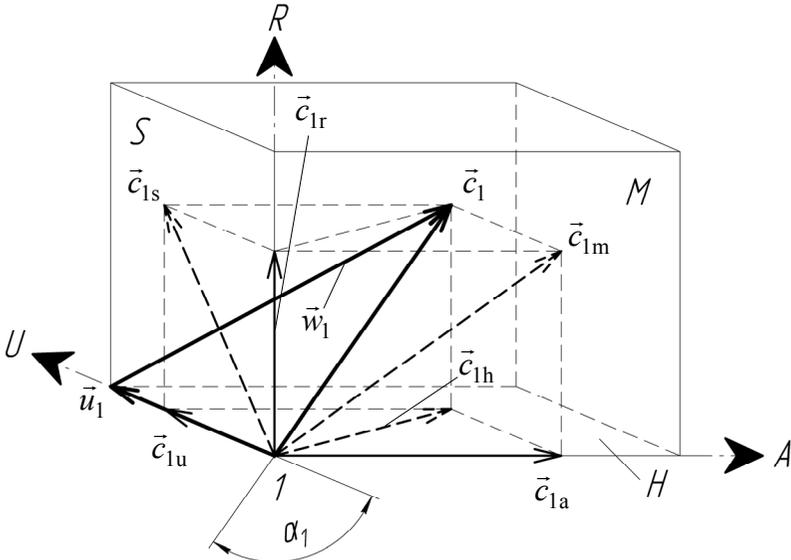


Рис. 6.5 Характерные скорости рабочего тела в теории лопаточных машин

Перечисленные скорости образуют треугольник скоростей:

$$\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}_1 \quad \Rightarrow \quad \vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}_1. \quad (6.1)$$

Тогда

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1}, \quad (6.2)$$

где α_1 – угол между векторами \vec{c}_1 и \vec{u}_1 .

Введем обозначения для проекций абсолютной скорости рабочего тела.

Проекции на координатные оси: \vec{c}_{1a} – осевая составляющая абсолютной скорости (так как направлена вдоль оси вращения), \vec{c}_{1r} – радиальная составляющая абсолютной скорости, \vec{c}_{1u} – окружная составляющая абсолютной скорости.

Проекции на плоскости: \vec{c}_{1m} – проекция абсолютной скорости на меридиональную плоскость, \vec{c}_{1h} – проекция абсолютной скорости на горизонтальную плоскость, \vec{c}_{1s} – проекция абсолютной скорости на плоскость вращения.

Очевидно, что

$$\vec{c}_{1m} = \vec{c}_{1r} + \vec{c}_{1a}, \quad (6.3)$$

$$\vec{c}_{1h} = \vec{c}_{1u} + \vec{c}_{1a}, \quad (6.4)$$

$$\vec{c}_{1s} = \vec{c}_{1u} + \vec{c}_{1r}, \quad (6.5)$$

При принятых допущениях объемный расход жидкости на входе в межлопаточный канал $Q_1 = c_{1m} \cdot S_1$, где S_1 – площадь сечения межлопаточного канала, нормального к вектору \vec{c}_{1m} и проходящего через точку 1. Тогда $S_1 = \pi D_1 b_1$, где D_1 – диаметр рабочего колеса в точке 1, а b_1 – ширина межлопаточного канала в точке 1 в меридиональной плоскости (рис. 6.6).

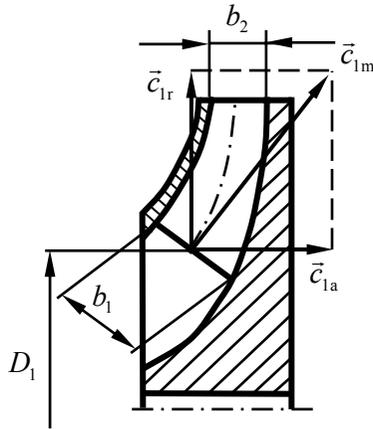


Рис. 6.6 К расчету объемного расхода жидкости через межлопаточный канал

Еще одним параметром, характеризующим движение жидкости в рабочем колесе, является угол атаки i (рис. 6.7). Угол атаки – это угол между направлением относительной скорости жидкости \vec{W}_1 и касательной к средней линии профиля лопатки на входе в лопаточную решетку.

Угол между скоростями \vec{u}_1 и \vec{W}_1 называется углом входа потока и обозначается β_1 . Следовательно, угол установки лопатки на входе $\beta_{1л} = i + \beta_1$.

Угол атаки i считается положительным, если относительная скорость \vec{W}_1 направлена со стороны вектора суммарной силы давления на лопатку \vec{P}_Σ .

Угол установки лопаток на входе в рабочее колесо $\beta_{1л}$ обычно составляет $12...22^\circ$, а угол атаки i при работе на расчетном режиме – $5...15^\circ$.

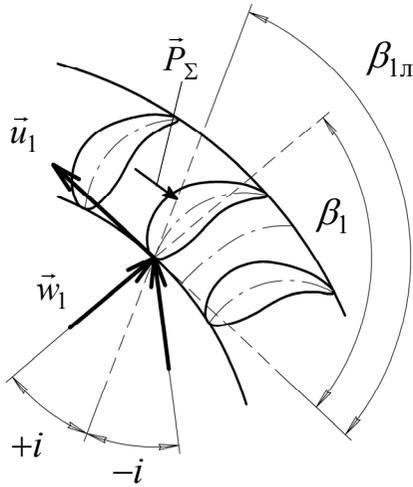


Рис. 6.7 Угол установки лопатки и угол атаки

Те же скорости и углы рассматриваются и для точки выхода 2.

6.4 Основное уравнение лопаточных машин

Основное уравнение лопаточных машин (уравнение Эйлера) устанавливает связь между энергией, сообщаемой рабочим колесом лопаточной машины жидкости, и кинематическими параметрами потока. Оно получено на основании закона сохранения момента количества движения. Приведем его формулировку в гидродинамической форме.

Момент равнодействующей внешних сил, приложенных к выделенному контуру жидкости относительно какой-нибудь оси, равняется изменению относительно той же оси момента количества движения массы жидкости, протекающей через этот контур в единицу времени.

Рассмотрим движение жидкости в межлопаточном канале и выделим контур, ограниченный входным и выходным фронтами (рис.6.8).

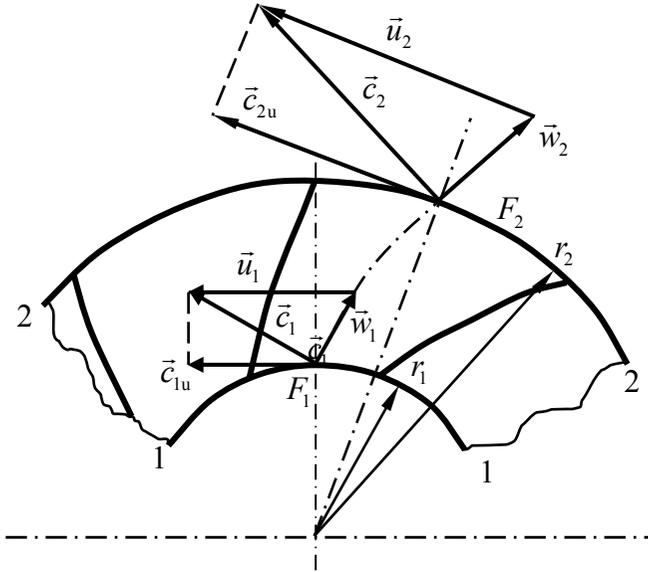


Рис. 6.8 К выводу основного уравнения лопаточных машин

В точке входа 1 момент количества движения 1 кг жидкости относительно оси вращения рабочего колеса равен произведению проекции абсолютной скорости жидкости в данной точке на окружное направление \vec{c}_{1u} и радиуса точки 1 относительно оси вращения \vec{r}_1 . Аналогично определяется момент количества движения 1 кг жидкости в точке выхода 2. Тогда уравнение Эйлера для выделенного контура будет иметь вид

$$M = \dot{m}(c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1), \quad (6.6)$$

где M – момент равнодействующей внешних сил, действующих на выделенный контур жидкости, относительно оси вращения рабочего колеса; \dot{m} – массовый расход жидкости через межлопаточный канал.

На выделенный контур жидкости действуют силы со стороны рабочего колеса и силы давления. Однако силы давления приложены нормально к фронтам, т.е. вдоль радиуса, и поэтому момента относительно оси вращения не создают.

Напомним, что напор – это приращение механической энергии 1 кг рабочего тела, прошедшего через лопаточную машину. По величине момента сил, действующих со стороны рабочего колеса, может быть определен теоретический напор насоса:

$$H_{\tau} = \frac{M\omega}{\dot{m}} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1, \quad (6.7)$$

где $u_2 = r_2\omega$; $u_1 = r_1\omega$; ω – угловая скорость вращения рабочего колеса.

Таким образом, основное уравнение лопаточных машин имеет вид

$$H_{\tau} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (6.8)$$

Вывод: теоретический напор, создаваемый лопаточной машиной, равен разности произведений окружных скоростей рабочего колеса на проекции абсолютной скорости жидкости на окружное направление на выходе и на входе в межлопаточный канал.

ТЕМА №7

ПРИМЕНЕНИЕ НАСОСОВ В ЖРД

Лекция 7.1

Насосы в ЖРД

7.1 Назначение и классификация насосов

Насос любого типа предназначен для преобразования подводимой к нему механической энергии в энергию потока жидкости.

Насосы, используемые в системе подачи топлива ЖРД, должны удовлетворять следующим основным требованиям:

1. Обеспечивать заданные напор и расход при возможно более высоком КПД и возможно меньших весе и размерах.
2. Обеспечивать равномерную (без пульсаций по напору и расходу) подачу жидкого компонента.
3. Быть высоконадежными в условиях использования агрессивных жидкостей.
4. Обеспечивать возможность регулирования напора и расхода.
5. Иметь малое время выхода на расчетный режим.

Существующие насосы передают энергию потоку жидкости различными способами. Существуют механические, электрические, электромагнитные и другие насосы.

Рассмотрим механические насосы, так как другие насосы не используются в ЖРД.

Механические насосы в зависимости от способа передачи энергии потоку жидкости могут быть разделены на объемные, струйные, насосы трения и лопаточные насосы.

Объемные насосы работают по принципу вытеснения жидкости каким-либо движущимся элементом насоса. В основном применяются объемные насосы трех типов: поршневые, шестеренчатые и колорватные.

В поршневых насосах передача энергии жидкости и ее перемещение осуществляются поршнем, приводимым в движение кривошипно-шатунным механизмом от вала двигателя.

В шестеренчатых насосах, ротор которых образует пара шестерен, вращающихся в корпусе, передача энергии осуществляется зубьями, отсекающими от полосы всасывания объем жидкости, попавшей между зубьями, и выталкивающими этот объем в полость высокого давления (рис. 7.1).

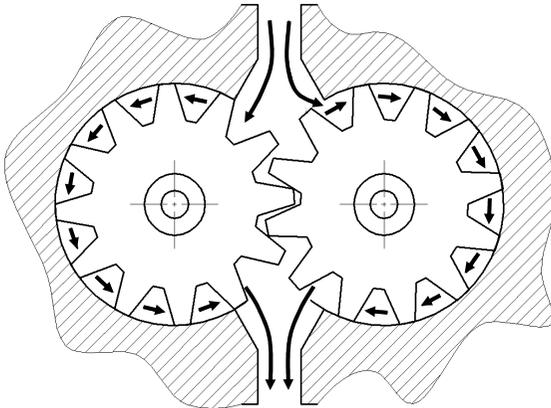


Рис. 7.1 Принцип действия шестеренчатого насоса

В колорватных насосах передача энергии осуществляется лопатками, расположенными в пазах эксцентрично расположенного относительно корпуса ротора. При работе насоса его лопатки отсекают жидкость от полости всасывания и перемещают ее в полость высокого давления.

Преимуществами объемных насосов являются:

- возможность создания больших напоров;
- независимость расхода от давления подачи;
- высокий КПД;
- возможность работы на жидкости, изменяющей свое фазовое состояние.

Недостатками объемных насосов являются:

- большие масса и габариты, необходимые для создания больших расходов;
- наличие трущихся поверхностей в рабочей полости, что приводит к местному нагреву и невозможности использования агрессивных жидкостей.

Перечисленные недостатки приводят к тому, что объемные насосы практически не применяют в ЖРД.

В струйных насосах (рис. 7.2) перекачиваемая жидкость (1) увлекается потоком жидкости с высокой энергией (2).

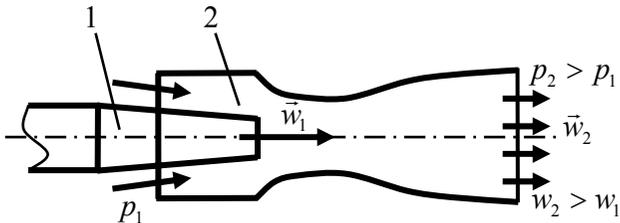


Рис. 7.2 Принцип действия струйного насоса

Преимуществами струйных насосов являются:

- конструктивная простота и надежность;
- работоспособность при большом содержании газа в жидкости.

Недостатками струйных насосов являются:

- низкий КПД;
- небольшие напоры, которые они могут обеспечить.

Струйные насосы используются в качестве вспомогательных насосов перед основными для исключения кавитации в последних.

В насосах трения подвижный элемент увлекает в заданном направлении жидкость благодаря наличию сил вязкости (трения внутри жидкости). При вращении рабочего колеса, состоящего из нескольких тонких дисков, жидкость в результате трения о них закручивается, благодаря чему создается радиальная скорость и повышается давление жидкости на выходе из насоса.

Преимуществами насосов трения являются:

- высокие антикавитационные качества (малая скорость обтекания входных кромок рабочего колеса);
- низкий уровень шумов и пульсаций давления.

Недостатками насосов трения являются:

- низкие напоры;
- невысокий КПД;
- большие габариты насосов для создания больших расходов.

Насосы трения могут использоваться в качестве вспомогательных ступеней насосов двигателей небольших тяг для исключения кавитации.

В лопаточных насосах передача механической энергии совершается во вращающихся каналах, образованных лопатками. Как уже было отмечено, лопаточные насосы могут быть осевыми, диагональными или центробежными.

Лопаточные насосы в настоящее время получили основное применение из-за следующих преимуществ:

- высоких напорности и производительности;
- небольшой массы и малых габаритов;
- отсутствия трущихся поверхностей (возможность работы с агрессивными жидкостями);
- минимального числа движущихся частей (высокой надежности);
- работы на высоких скоростях вращения, что делает целесообразным использование в качестве привода газовых турбин.

Преимущественное применение в качестве основного насоса в ЖРД получил центробежный насос, так как он способен создавать высокие напоры. Осевые насосы, обладающие высокими антикавитационными качествами, часто устанавливаются перед основными.

Вывод: наиболее подходящими по своим свойствам для систем подачи топлива ЖРД являются центробежные насосы.

7.2 Устройство и принцип работы центробежного насоса

Рассмотрим принцип действия и устройство центробежного насоса.

Обычно центробежный насос в виде двух проекций: в меридиональном сечении и в плане, т.е. в плоскости вращения.

С точки зрения преобразования энергии жидкости в нем насос состоит из следующих составных частей (рис. 7.3): входного устройства, рабочего колеса, выходного устройства, состоящего из последовательно расположенных плоского, спирального и конического диффузоров.

Входные устройства насосов выполняются обычно коленообразными или осевыми, в зависимости от компоновки ТНА.

Входное устройство обычно имеет небольшую конфузурность. Это приводит к увеличению скорости и уменьшению давления жидкости. Некоторый разгон потока жидкости во входном устройстве позволяет уменьшить потери энергии и способствует получению более равномерного распределения скоростей и давлений на входе в рабочее колесо. Полный напор потока во входном устройстве уменьшается из-за гидравлических потерь.

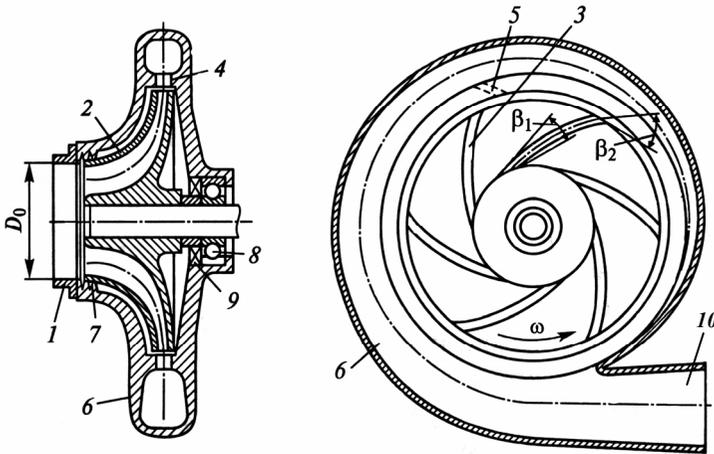


Рис. 7.3 Схема центробежного насоса:
 1 – входное устройство; 2 – рабочее колесо насоса; 3 – лопатки рабочего колеса; 4 – диффузор; 5 – лопатки диффузора; 6 – спиральный диффузор; 7 – переднее уплотнение; 8 – подшипник вала; 9 – уплотнение подшипника; 10 – конический диффузор

Лопатки рабочего колеса в плоскости вращения, как правило, загнуты в сторону, противоположную вращению. При небольших расходах жидкости через насос рабочие колеса центробежных насосов

выполняются с односторонним входом, а при больших расходах – с двухсторонним входом.

В рабочем колесе потоку жидкости сообщается механическая энергия, поэтому здесь увеличиваются давление, скорость и полный напор жидкости – H .

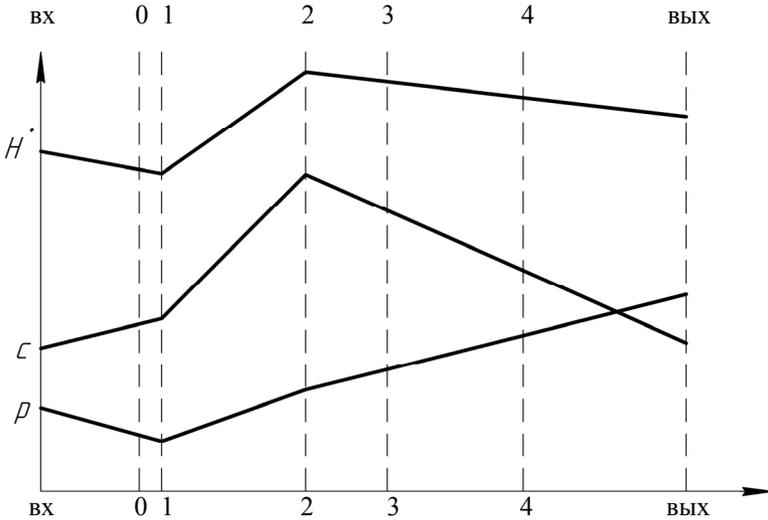


Рис. 7.4 Изменение параметров жидкости в проточной части центробежного насоса

Скорость жидкости на выходе из рабочих насосов, используемых в СПТ ЖРД, составляет 60...120 м/с и более. В то же время скорость жидкости на выходе из насоса не должна превышать 10...15 м/с, так как при больших скоростях значительно возрастут гидравлические потери энергии на участке между насосом и камерой. Поэтому в отводящем устройстве кинетическая энергия потока преобразуется в энергию давления. Для этой цели служат плоский, спиральный и конический диффузоры, в которых скорость потока

уменьшается, а статическое давление увеличивается. При этом полный напор потока уменьшается из-за гидравлических потерь.

На рис. 7.4 изображен график изменения скорости, давления и напора газа в проточной части центробежного насоса. При этом даны следующие обозначения для характерных сечений проточной части: $v_x - v_x$ – сечение на входе в насос; $0 - 0$ – сечение на входе в рабочее колесо; $1 - 1$ – сечение на входе в межлопаточный канал; $2 - 2$ – сечение на выходе из рабочего колеса; $3 - 3$ – сечение на выходе из плоского диффузора; $4 - 4$ – сечение на выходе из спирального диффузора; $v_{yx} - v_{yx}$ – сечение на выходе из конического диффузора (т.е. из насоса.) Указанные обозначения будут использоваться в дальнейшем.

Вывод: в центробежном насосе происходит многоступенчатый процесс преобразования механической энергии вращения рабочего колеса в кинетическую и потенциальную энергию жидкости.

7.3 Основные параметры насосов, используемых в системах подачи топлива ЖРД

Основными параметрами насосов, используемых в СПТ ЖРД, являются следующие величины:

1. *Перепад давлений, создаваемый насосом* и представляющий собой разность между давлениями на выходе из насоса и на входе в насос: $\Delta p_n = p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}$.

2. *Секундный объемный расход жидкости, обеспечиваемый насосом* Q – объем жидкости, прокачиваемый через насос в единицу времени.

3. *Секундный массовый расход жидкости, обеспечиваемый насосом:* $\dot{m} = \rho_{\text{ж}} Q$.

4. *Напор, создаваемый насосом* и представляющий собой разность между механической энергией 1 кг жидкости на выходе из насоса и на входе в насос:

$$H = \left(\frac{p_{\text{вых}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вых}}^2}{2} \right) - \left(\frac{p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} \right). \quad (7.1)$$

Напор, создаваемый насосом, может быть представлен в виде суммы изменения потенциальной энергии 1 кг жидкости и изменения кинетической энергии 1 кг жидкости, называемых соответственно *статическим* и *динамическим напором насоса*:

$$H = \frac{p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2}{2} = H_{\text{ст}} + H_{\text{дин}}. \quad (7.2)$$

5. *Мощность, потребляемая насосом* и равная произведению крутящего момента, приводящего в движение насос, на угловую скорость вращения рабочего колеса:

$$N_{\text{н}} = M \omega. \quad (7.3)$$

6. *Полезная мощность насоса*, равная приращению механической энергии массы рабочего тела, проходящей через насос в единицу времени:

$$N_{\text{п}} = H \cdot \dot{m}. \quad (7.4)$$

Полезная мощность насоса может быть выражена и через другие параметры рабочего процесса в насосе:

$$N_{\text{п}} = \frac{\Delta p_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \dot{m} = \Delta p_{\text{п}} \cdot Q = \rho Q H . \quad (7.5)$$

7. *Полный, или эффективный, коэффициент полезного действия насоса*, представляющий собой отношение полезной мощности к мощности потребляемой:

$$\eta_{\text{п}} = \frac{N_{\text{п}}}{N_{\text{н}}} . \quad (7.6)$$

КПД насоса может быть представлен как произведение трех частных КПД. Это связано с наличием в насосе потерь энергии, которые могут быть разделены на гидравлические, объемные, дисковые и механические потери.

Гидравлические потери складываются из потерь на трение и потерь, связанных с обтеканием входных кромок лопаток и изменением направления движения жидкости. Для их компенсации энергия, передаваемая рабочим колесом каждому килограмму жидкости, должна быть больше напора насоса H .

8. *Теоретический напор насоса*, т.е. энергия, передаваемая рабочим колесом каждому килограмму жидкости, с учетом компенсации гидравлических потерь напора:

$$H_{\text{т}} = H + \Delta H , \quad (7.7)$$

где ΔH – гидравлические потери напора.

9. *Теоретическая мощность насоса*, т.е. мощность, подсчитанная по теоретическому напору:

$$N_{\text{т}} = \rho Q H_{\text{т}} . \quad (7.8)$$

10. *Гидравлический коэффициент полезного действия насоса*, т.е. отношение полезной мощности насоса к теоретической мощности насоса:

$$\eta_{\Gamma} = \frac{N_{\text{п}}}{N_{\text{т}}} . \quad (7.9)$$

С учетом выражений для напора и полезной мощности гидравлический КПД может быть представлен в виде

$$\eta_{\Gamma} = \frac{H}{H_{\text{т}}} = 1 - \frac{\Delta H}{H_{\text{т}}} . \quad (7.10)$$

Гидравлическим КПД оцениваются потери энергии, обусловленные гидравлическим сопротивлением проточного тракта насоса. Для существующих насосов $\eta_{\Gamma} = 0,7 \dots 0,9$.

Через рабочее колесо насоса проходит большее количество жидкости, чем то, которое подается насосом в систему, так как часть жидкости по зазорам между рабочим колесом и корпусом насоса возвращается из полости высокого давления в полость всасывания и уходит в дренаж (рис. 7.5). Объемный расход жидкости через рабочее колесо может быть представлен в виде

$$Q' = Q + \Delta Q_{\text{ут}} , \quad (7.11)$$

где $\Delta Q_{\text{ут}}$ – секундный объемный расход утечки жидкости.

11. *Гидравлическая мощность насоса*, т.е. мощность, подсчитанная по теоретическому напору насоса и расходу жидкости через рабочее колесо насоса:

$$N_{\Gamma} = \rho Q' H_{\text{т}} . \quad (7.12)$$

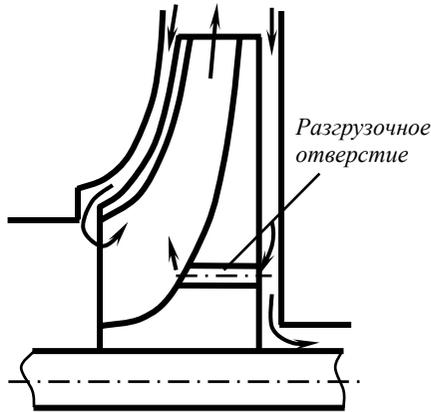


Рис. 7.5 Схема утечек в центробежном насосе

Разница между гидравлической и теоретической мощностью составляет ту дополнительную мощность, которая расходуется на прокачивание жидкости, перетекающей из полости высокого давления в дренаж и полость всасывания. Она учитывается особым видом КПД насоса.

12. *Объемный коэффициент полезного действия насоса*, представляющий собой отношение теоретической мощности к гидравлической:

$$\eta_{об} = \frac{N_{т}}{N_{г}}. \quad (7.13)$$

С учетом уравнений для теоретической и гидравлической мощности объемный КПД

$$\eta_{об} = \frac{Q}{Q'} = 1 - \frac{\Delta Q'_{ут}}{Q'}. \quad (7.14)$$

Объемный КПД центробежного насоса обычно равен 0,85...0,95.

При вращении рабочего колеса жидкость в зазорах под действием сил трения вовлекается во вращательное движение. Поэтому у боковой поверхности колеса появляется радиальное течение, а в зазоре между рабочим колесом и корпусом насоса возникает вихревое движение жидкости. Затраты мощности на преодоление момента сил сопротивления вращению, возникающего по боковым поверхностям колеса, принято называть дисковыми потерями энергии.

При работе насоса имеют место и механические потери энергии, обусловленные трением в подшипниках и контактных уплотнениях.

Полная, или потребляемая мощность насоса, т.е. мощность, затрачиваемая на привод насоса с учетом всех перечисленных потерь, может быть выражена через гидравлическую мощность насоса в виде

$$N_n = N_r + N_{\text{дм}}, \quad (7.15)$$

где $N_{\text{дм}}$ – мощность, затрачиваемая на дисковые и механические потери.

13. *Механический (дисково-механический) коэффициент полезного действия насоса*, представляющий собой отношение гидравлической мощности к полной мощности насоса:

$$\eta_{\text{дм}} = \frac{N_r}{N_n} = 1 - \frac{N_{\text{дм}}}{N_n}. \quad (7.16)$$

Механический КПД центробежного насоса ЖРД обычно равен 0,9...0,98. Им оценивается доля дисковых и механических потерь в общих затратах энергии, расходуемой на привод насоса.

Полная (потребляемая) мощность насоса с учетом выражения для полезной мощности равна

$$N_n = \frac{\rho Q H}{\eta_n}. \quad (7.17)$$

Таким образом, полный, гидравлический, объемный и механический коэффициенты полезного действия насоса связаны между собой соотношением

$$\eta_n = \eta_\Gamma \eta_{об} \eta_{дм}. \quad (7.18)$$

Для существующих центробежных насосов ЖРД $\eta_n = 0,6 \dots 0,85$. Им учитываются все виды потерь на пути преобразования механической мощности, подводимой к насосу, в полезную мощность.

Вывод: параметрами, характеризующими свойства центробежного насоса как агрегата системы подачи топлива, являются перепад давлений, создаваемый насосом, объемный и массовый секундные массовые расходы, потребляемая (полная), теоретическая, полезная и гидравлическая мощности, полный, гидравлический, объемный и механический коэффициенты полезного действия.

Лекция 7.2

Основные положения теории центробежных насосов

7.4 Течение жидкости в рабочем колесе центробежного насоса

7.4.1 Влияние конечного числа лопаток на работу насоса

Если исходить из предположения, что жидкость после входа в каналы рабочего колеса приобретает направление лопаток, то угол потока на выходе из рабочего колеса β_2 будет равен углу установки лопаток на входе $\beta_{2л}$. Тогда треугольник скоростей на выходе из рабочего колеса примет вид, изображенный на рис. 7.6.

Однако указанное предположение справедливо только при бесконечном числе лопаток ($z = \infty$), не имеющих толщины. Поэтому векторы скоростей, соответствующие рис. 7.6 (верхняя часть), обычно помечаются знаком ∞ . Поскольку скорость вращения рабочего колеса определяется скоростью вращения привода, то $u_2 = u_{2\infty}$. Меридиональная составляющая скорости на выходе из рабочего колеса определяется из уравнения расхода

$$c_{2m} = \frac{Q}{\pi D_2 b_2}. \quad (7.19)$$

Поэтому абсолютное значение проекции абсолютной скорости на меридиональную плоскость c_{2m} не зависит от угла установки лопаток.

Окружная составляющая скорости для данного случая $c_{2u\infty}$, как это следует из треугольника скоростей, может быть определена по формуле

$$c_{2u\infty} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (7.20)$$

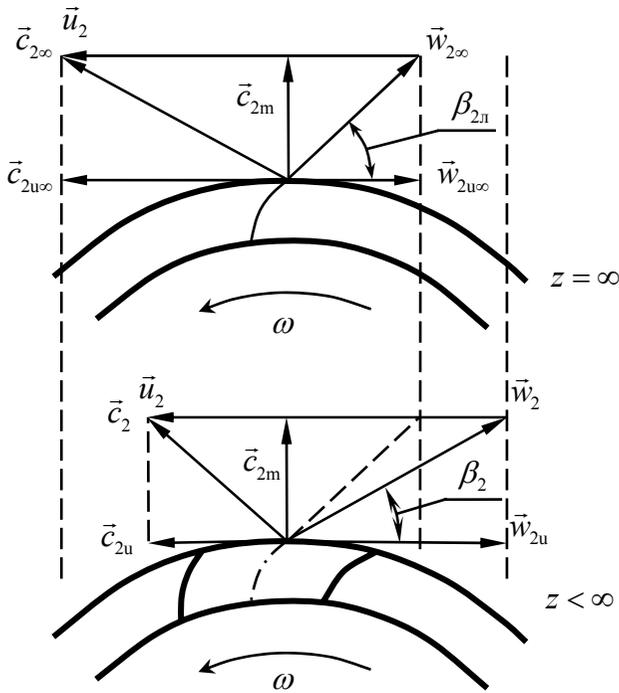


Рис. 7.6 Треугольники скоростей на выходе из рабочего колеса центробежного насоса с бесконечным и конечным числом лопаток

Как видно из выражения (7.20), значение скорости $c_{2u\infty}$ при данной окружной скорости зависит от угла установки лопаток на выходе из рабочего колеса и будет тем больше, чем больше угол $\beta_{2л}$.

Для рабочего колеса с бесконечно большим числом лопаток основное уравнение лопаточных машин запишется в следующем виде:

$$H_{\text{т\infty}} = c_{2u\infty} u_2 - c_{1u} u_1. \quad (7.21)$$

Как показывают эксперименты, теоретический напор $H_{\text{т}}$, обеспечиваемый рабочим колесом с конечным числом лопаток, всегда

меньше напора $H_{\text{т\infty}}$, так как для колес с конечным числом лопаток угол выхода потока β_2 всегда меньше, чем угол установки лопаток $\beta_{2\text{л}}$. Это обусловлено инерционностью жидкости и неравномерностью скоростей по выходному профилю. Всякая лопаточная решетка с $\beta_{1\text{л}} \neq \beta_{2\text{л}}$ изменяет направление потока.

Однако жидкость, как всякое тело, имеющее массу, стремится сохранить первоначальное направление движения. Это приводит к уменьшению окружной составляющей скорости $c_{2\text{у}}$ и, следовательно, к уменьшению теоретического напора $H_{\text{т}}$.

Учет конечного числа лопаток в инженерных расчетах осуществляется с помощью поправочного коэффициента K_z :

$$H_{\text{т}} = K_z H_{\text{т\infty}} . \quad (7.22)$$

Коэффициент K_z зависит от числа лопаток Z , относительного диаметра $\bar{D}_1 = \frac{D_1}{D_2}$ и угла установки лопаток на выходе из колеса $\beta_{2\text{л}}$. На рис. 7.7 показано, что коэффициент K_z уменьшается при уменьшении числа лопаток и увеличении относительного диаметра \bar{D}_1 и угла $\beta_{2\text{л}}$.

При обычно применяемом числе лопаток $Z = 6 \dots 12$ влияние увеличения относительного диаметра на коэффициент K_z становится значительным при $\bar{D}_1 > 0,5 \dots 0,6$.

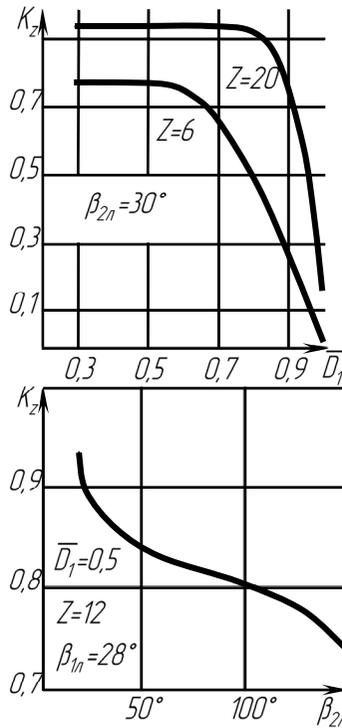


Рис. 7.7 Зависимость K_z от параметров рабочего колеса ЦБН

7.4.2 Влияние угла установки лопаток на выходе из колеса на теоретический напор насоса

При определении характера влияния угла β_{2n} на напор насоса для простоты будем полагать, что жидкость в колесо подается без предварительной закрутки, т.е. $c_{1u} = 0$. Тогда

$$H_{\infty} = c_{2u\infty} u_2, \quad (7.23)$$

а так как

$$c_{2u\infty} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}, \quad (7.24)$$

то теоретический напор насоса при бесконечном числе лопаток

$$H_{т\infty} = u_2^2 \left(1 - \frac{c_{2m}}{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right). \quad (7.25)$$

При некотором минимальном угле установки лопаток

$$\beta_{2л\min} = \operatorname{arctg} \frac{c_{2m}}{u_2} \quad (7.26)$$

напор $H_{т\infty}$ будет равен нулю, т.е. насос будет работать, не создавая напора. При увеличении угла $\beta_{2л}$ напор возрастает, причем интенсивность увеличения напора тем выше, чем больше отношение $\frac{c_{2m}}{u_2}$.

С другой стороны, при увеличении $\beta_{2л}$ уменьшается значение K_z , следовательно, теоретический напор колес с конечным числом лопаток $H_t = K_z H_{т\infty}$ при увеличении угла $\beta_{2л}$ возрастает менее интенсивно, чем $H_{т\infty}$.

7.4.3 Влияние угла установки лопаток на выходе из колеса на гидравлический КПД насоса

Введем новое понятие.

Степенью реактивности рабочего колеса называется отношение статического теоретического напора к полному теоретическому напору, т.е.

$$\rho_k = \frac{H_{\text{тст}}}{H_{\text{т}}} \quad (7.27)$$

Так как $H_{\text{т}} = H_{\text{тст}} + H_{\text{тдин}}$, то

$$\rho_k = 1 - \frac{H_{\text{тдин}}}{H_{\text{т}}} \quad (7.28)$$

Напомним, что $H_{\text{тдин}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$.

Пусть $c_{1u} = 0$. Тогда $H_{\text{т}} = c_{2u}u_2$.

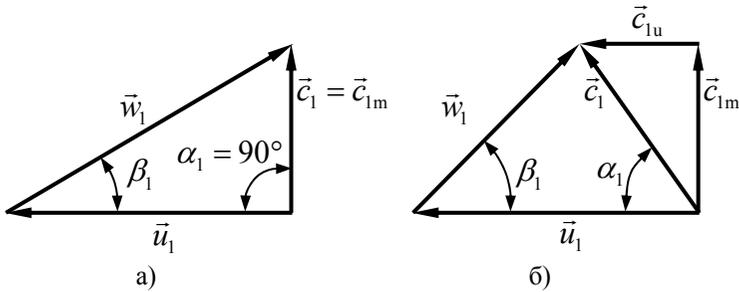


Рис. 7.8 Треугольники скоростей на входе в рабочее колесо центробежного насоса:

а – при отсутствии закрутки потока на входе ($\vec{c}_{1u} = 0$); б – при наличии закрутки потока ($\vec{c}_{1u} > 0$)

При рассмотрении двухмерного течения газа в плоскости, проходящей через векторы абсолютной скорости жидкости и окружной скорости рабочего колеса, $c_1^2 = c_{1u}^2 + c_{1m}^2 = c_{1m}^2$, а $c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2m}^2$. Пренебрегая разностью между меридиональными составляющими абсолютной скорости на входе и выходе из рабочего колеса (полагая

$c_{1m} = c_{2m}$), получим следующее выражение для теоретического динамического напора:

$$H_{\text{тдин}} = \frac{c_{2u}^2 + c_{2m}^2 - c_{1m}^2}{2} = \frac{c_{2u}^2}{2}. \quad (7.29)$$

Тогда, подставляя $H_{\text{т}}$ и $H_{\text{тдин}}$ в формулу (7.28), получим

$$\rho_{\text{к}} = 1 - \frac{c_{2u}^2}{2} \frac{1}{c_{2u} u_2} = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2}. \quad (7.30)$$

Для колеса с бесконечно большим числом лопаток $c_{2u\infty} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\text{tg} \beta_{2л}}$, поэтому

$$\rho_{\text{к}\infty} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{c_{2m}}{u_2 \text{tg} \beta_{2л}} \right). \quad (7.31)$$

Следовательно, степень реактивности колеса с бесконечным числом лопаток при принятых условиях и постоянном отношении $\frac{c_{2m}}{u_2}$ полностью определяется углом установки лопаток $\beta_{2л}$ и тем меньше, чем больше угол $\beta_{2л}$.

При предельно малом угле $\beta_{2л\text{min}} = \text{arctg} \frac{c_{2m}}{u_2}$, при котором $H_{\text{т}\infty}$ будет равен нулю, степень реактивности равна единице (чисто реактивное колесо). При $\beta_{2л} = 90^\circ$, т.е. когда лопатки на выходе из насоса установлены радиально ($\text{tg} 90^\circ = \infty$), $\rho_{\text{к}\infty} = \frac{1}{2}$, а при

$\beta_{2л} = 180^\circ - \arctg \frac{c_{2м}}{u_2}$ степень реактивности $\rho_{к\infty} = 0$ (чисто активное колесо).

Уменьшение степени реактивности при увеличении $\beta_{2л}$ означает, что меньшая часть энергии, подводимой к жидкости в рабочем колесе, преобразуется в энергию давления, а большая ее часть – в прирост кинетической энергии.

Выразим окружную составляющую абсолютной скорости на выходе c_{2u} через степень реактивности:

$$\rho_{к\infty} = 1 - \frac{c_{2u\infty}}{2u_2} \Rightarrow c_{2u\infty} = 2u_2(1 - \rho_{к\infty}). \quad (7.32)$$

Тогда, подставляя выражение (7.32) в формулы напоров (7.23) и (7.29), получим

$$H_{т\infty} = u_2(2u_2(1 - \rho_{к\infty})) = 2u_2^2(1 - \rho_{к\infty}), \quad (7.33)$$

$$H_{т\text{дин}\infty} = \frac{(2u_2(1 - \rho_{к\infty}))^2}{2} = 2u_2^2(1 - \rho_{к\infty})^2, \quad (7.34)$$

$$\begin{aligned} H_{т\text{ст}\infty} &= H_{т\infty} - H_{т\text{дин}\infty} = 2u_2^2(1 - \rho_{к\infty}) - 2u_2^2(1 - \rho_{к\infty})^2 = \\ &= 2u_2^2\rho_{к\infty}(1 - \rho_{к\infty}). \end{aligned} \quad (7.35)$$

Проанализируем выражения (7.33), (7.34) и (7.35) (рис. 7.9).

При $\rho_{к\infty} = 0$ динамический напор $H_{т\text{дин}\infty} = 0$, а полный напор $H_{т\infty} = H_{т\text{ст}\infty}$ и имеет максимальное значение.

При $\rho_{к\infty} = 1$ все напоры равны нулю.

Зависимость полного напора $H_{Т\infty}$ от степени реактивности колеса $\rho_{к\infty}$ – линейная функция.

Зависимость $H_{Т\text{дин}\infty}$ и $H_{Т\text{ст}\infty}$ от $\rho_{к\infty}$ – парабола, причем для $H_{Т\text{дин}\infty}$ ветви параболы направлены вверх, а для $H_{Т\text{ст}\infty}$ – вниз. Параболы пересекутся в точке с абсциссой $\rho_{к\infty} = 1$, где оба напора равны нулю, и в точке $\rho_{к\infty} = 0,5$, где $H_{Т\text{ст}\infty} = H_{Т\text{дин}\infty}$.

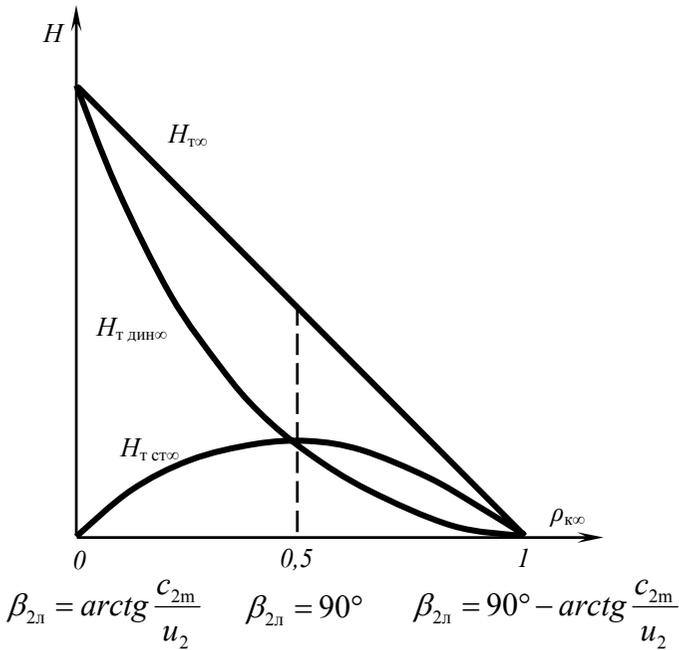


Рис. 7.9 Изменение напора центробежного насоса с бесконечным числом лопаток при изменении угла установки лопаток на выходе

Поскольку действительный угол выхода потока из рабочего колеса $\beta_2 < \beta_{2\text{л}}$ и $c_{2\text{л}} < c_{2\text{у}\infty}$, степень реактивности рабочего колеса с конечным числом лопаток больше, чем $\rho_{к\infty}$, при том же угле уста-

новки лопаток на выходе из рабочего колеса $\beta_{2л}$. Поэтому аналогичные зависимости для колеса с конечным числом лопаток имеют качественно такой же вид, однако характерные значения степени реактивности будут иметь место при других значениях угла установки лопаток на выходе.

Из рис. 7.9 можно сделать следующие выводы:

1. Наибольший гидравлический КПД имеют колеса с углом $\beta_{2л} \leq 90^\circ$. Это обусловлено тем, что при больших значениях $H_{тдин}$, а следовательно, при больших скоростях жидкости на выходе из насоса, гидравлические потери в отводящем устройстве будут велики.

2. При углах $\beta_{2л} > 90^\circ$ и данной окружной скорости на выходе рабочие колеса обеспечивают низкий статический напор. Поэтому для получения больших давлений необходимо увеличивать окружную скорость, что потребует увеличения диаметра насоса. Кроме того, при этом увеличиваются дисковые и механические потери.

Учитывая указанные обстоятельства, обычно для насосов ЖРД, в которых окружная скорость u_2 не превышает 250 м/с, угол $\beta_{2л}$ составляет $30 \dots 60^\circ$, т.е. $\rho_k = 0,75 \dots 0,60$.

В насосах водорода, которые должны обеспечивать особенно большие напоры, используются рабочие колеса с углом $\beta_{2л} = 90^\circ$. При этом повышение напора обеспечивается главным образом за счет увеличения окружной скорости u_2 . Тот факт, что радиальные лопатки ($\beta_{2л} = 90^\circ$) не нагружены значительными изгибающими моментами, позволяет увеличить окружную скорость рабочего колеса на выходе из межлопаточного канала u_2 до 450 м/с.

Вывод: напор, создаваемый насосом, зависит от числа лопаток на рабочем колесе и от угла установки лопаток на выходе из рабочего колеса, возрастая при их увеличении. Гидравлический КПД центробежного насоса оказывается максимальным при $\beta_{2л} = 30 \dots 60^\circ$.

7.5 Подобие насосов

7.5.1 Подобные режимы работы насосов

Сложный характер движения жидкости в насосах не позволяет решать все задачи, связанные с их проектированием только теоретическим путем. В ряде случаев новые насосы создаются на базе уже выполненных образцов. При этом прибегают к *моделированию*, т.е. к переносу данных известных образцов на вновь создаваемые насосы. Однако такой перенос будет правомерным, если процессы, протекающие в модельном и проектируемом насосах, будут подобными.

Сравниваемые насосы считаются подобными, если процессы в них и соответственно их параметры на разных режимах работы отвечают требованиям геометрического, кинематического и динамического подобия.

Геометрическое подобие насосов означает, что отношение сходственных геометрических размеров постоянно для проектируемого и модельного насосов:

$$\frac{D_1}{D_{1м}} = \frac{D_2}{D_{2м}} = \dots = \frac{b_1}{b_{1м}} = \frac{b_2}{b_{2м}} = \dots = \frac{\delta_{п}}{\delta_{пм}} = \frac{\delta}{\delta_{1м}} = \dots = \frac{D}{D_{м}}. \quad (7.36)$$

Отношение сходственных размеров насосов $\frac{D}{D_{м}}$ называется *геометрическим масштабным коэффициентом*.

Кинематическое подобие означает подобие скоростей, из которого следует и подобие сходственных треугольников осредненных (по соответствующему фронту) скоростей, т.е.:

$$\frac{c_1}{c_{1M}} = \frac{c_2}{c_{2M}} = \dots = \frac{c_{1m}}{c_{1mM}} = \frac{c_{2m}}{c_{2mM}} = \dots = \frac{u_1}{u_{1M}} = \frac{u_2}{u_{2M}} = \dots = \frac{D\omega}{D_M \omega_M}. \quad (7.37)$$

Отношение сходственных скоростей $\frac{D\omega}{D_M \omega_M}$ называется *кинематическим масштабным коэффициентом*.

Динамическое подобие имеет место при равенстве в гидродинамических критериях подобия, например числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{uD}{\nu} = \frac{u_M D_M}{\nu_M} = \text{Re}_M \quad \Rightarrow \quad \frac{u}{u_M} = \frac{D\nu}{D_M \nu_M}. \quad (7.38)$$

где ν и ν_M – кинематическая вязкость жидкости соответственно в проектируемом и модельном насосах.

Обычно насосы работают в области автомодельности, где величина гидравлических потерь определяется не числом Рейнольдса, а относительной шероховатостью. Если относительная шероховатость постоянна, то достаточно геометрического и кинематического подобия.

Основными параметрами насосов, определяющими их место в системе подачи топлива, являются расход и напор. Определим, как связаны между собой эти параметры на подобных режимах работы.

Выразим объемные расходы, создаваемые насосами, через площади проходных сечений межлопаточных каналов, меридиональные

проекции абсолютной скорости жидкости и объемные КПД Пренебрегая разницей в объёмных КПД (полагая $\eta_{об} \approx \eta_{обМ}$), получим

$$\begin{aligned} \frac{Q}{Q_M} &= \frac{S_k c_{1m} \eta_{об}}{S_{кМ} c_{1mМ} \eta_{обМ}} = \frac{\pi D_1 b_1 c_{1m} \eta_{об}}{\pi D_{1М} b_{1М} c_{1mМ} \eta_{обМ}} = \\ &= \frac{D}{D_M} \frac{D}{D_M} \frac{D\omega}{D_M \omega_M} \frac{\eta_{об}}{\eta_{обМ}} = \frac{D^3 \omega}{D_M^3 \omega_M}. \end{aligned} \quad (7.39)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{Q}{D^3 \omega} = \frac{Q_M}{D_M^3 \omega_M}. \quad (7.40)$$

Комплекс $\frac{Q}{D^3 \omega}$ называется *коэффициентом расхода*. На подобных режимах работы значения коэффициента расхода равны для проектируемого и модельного насосов.

Аналогично можно получить соотношения для напоров, создаваемых насосами. Поскольку значения степени реактивности и коэффициентов, учитывающих конечное число лопаток, для геометрически подобных рабочих колес насосов будут равны между собой ($\rho_k = \rho_{кМ}, K_z = K_{zМ}$), то, пренебрегая разницей в гидравлических КПД, получим

$$\begin{aligned} \frac{H}{H_M} &= \frac{2u_2^2 (1 - \rho_k) K_z \eta_\Gamma}{2u_{2М}^2 (1 - \rho_{кМ}) K_{zМ} \eta_{\GammaМ}} = \\ &= \frac{(D\omega)^2}{(D_M \omega_M)^2} \frac{1 - \rho_k}{1 - \rho_{кМ}} \frac{K_z}{K_{zМ}} \frac{\eta_\Gamma}{\eta_{\GammaМ}} = \frac{D^2 \omega^2}{D_M^2 \omega_M^2}. \end{aligned} \quad (7.41)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{H}{D^2 \omega^2} = \frac{H_M}{D_M^2 \omega_M^2}. \quad (7.42)$$

Комплекс $\frac{H}{D^2 \omega^2}$ называется *коэффициентом напора*. На подобных режимах работы значения коэффициента напора равны для проектируемого и модельного насосов.

Рассмотри теперь отношение, в котором находятся потребляемые мощности проектируемого и модельного насосов. Пренебрегая разницей в полных КПД насосов, получим

$$\begin{aligned} \frac{N}{N_M} &= \frac{H}{H_M} \frac{Q}{Q_M} \frac{\rho}{\rho_M} \frac{\eta_{об}}{\eta_{обM}} = \\ &= \frac{D^2 \omega^2}{D_M^2 \omega_M^2} \frac{D^3 \omega}{D_M^3 \omega_M} \frac{\rho}{\rho_M} \frac{\eta_{об}}{\eta_{обM}} = \frac{D^5 \omega^3}{D_M^5 \omega_M^3} \frac{\rho}{\rho_M}. \end{aligned} \quad (7.43)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{N}{D^5 \omega^3 \rho} = \frac{N_M}{D_M^5 \omega_M^3 \rho_M}. \quad (7.44)$$

Комплекс $\frac{N}{D^5 \omega^3 \rho}$ называется *коэффициентом мощности*. На подобных режимах работы значения коэффициента мощности равны для проектируемого и модельного насосов.

7.5.2 Коэффициент быстротходности

Возведем уравнения для коэффициентов расхода на подобном режиме работы насосов во вторую, а для коэффициентов напора – в третью степень:

$$\frac{Q^2}{D^6 \omega^2} = \frac{Q_M^2}{D_M^6 \omega_M^2}, \quad \frac{H^3}{D^6 \omega^6} = \frac{H_M^3}{D_M^6 \omega_M^6}.$$

Разделив соответствующие левые и правые стороны уравнений друг на друга, получим

$$\frac{Q^2}{D^6 \omega^2} \frac{D^6 \omega^6}{H^3} = \frac{Q_M^2}{D_M^6 \omega_M^2} \frac{D_M^6 \omega_M^6}{H_M^3} \Rightarrow \frac{Q^2}{H^3} \omega^4 = \frac{Q_M^2}{H_M^3} \omega_M^4.$$

Извлекая корень четвертой степени из последнего уравнения, получим соотношение для угловых скоростей вращения рабочих колес насосов, работающих на подобных режимах:

$$\frac{\sqrt[3]{Q}}{H^{\frac{3}{4}}} \omega = \frac{\sqrt[3]{Q_M}}{H_M^{\frac{3}{4}}} \omega_M \Rightarrow \omega = \omega_M \sqrt[3]{\frac{Q_M}{Q}} \cdot \left(\frac{H}{H_M} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (7.45)$$

Разделив обе части выражения (7.45) на 2π , получим то же соотношение для числа оборотов рабочих колес насосов, работающих на подобных режимах:

$$n = n_M \sqrt[3]{\frac{Q_M}{Q}} \cdot \left(\frac{H}{H_M} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (7.46)$$

Коэффициентом быстроходности насоса n_s называется число оборотов подобного ему насоса, который развивает напор $H_M = 1$ Дж/кг, имеет полезную мощность $N_{пм} = 1$ Вт и работает на воде ($\rho_M = 1000$ кг/м³).

Из определения следует, что

$$n_s = n_m = n \sqrt{\frac{Q}{Q_M}} \cdot \left(\frac{H_M}{H} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (7.47)$$

Насос с полезной мощностью $N_{пм} = 1$ Вт будет создавать объёмный расход воды, равный 0,001 м³/с. Поэтому формулу для коэффициента быстроходности можно привести к виду

$$n_s = n \sqrt{1000Q} \cdot H^{-\frac{3}{4}}. \quad (7.48)$$

Если в качестве модельного принят насос с полезной мощностью в 1 лошадиную силу (л.с.), а напор измерен не в джоулях на килограмм (Дж/кг), а в метрах (м), то коэффициент быстроходности определяется по формуле

$$n_s = 3,65n \sqrt{Q} \cdot H^{-\frac{3}{4}}. \quad (7.49)$$

При разных значениях выходных параметров Q , H и n сравниваемых насосов равенство их коэффициентов быстроходности говорит об их подобии.

Таблица 7.1 Коэффициенты быстроходности лопаточных насосов

Тип насоса		n_s ($N_{\text{пм}} = 1 \text{ Вт}$)	n_s ($N_{\text{пм}} = 1 \text{ л.с.}$)	$\bar{D}_2 = \frac{D_2}{D_0}$	Форма рабочего колеса
Центробежных насосов	тихоходных	350... 700	40...80	2,5	
	нормальных	700... 1300	80... 150	2,0	
	быстроходных	1300... 2600	150... 300	1,8...1,4	
Диагональных насосов		2600... 5200	300... 600	1,2	
Осевых насосов		5200... 10400	600... 1200	0,8	

Рабочие колеса с различными коэффициентами быстроходности имеют различную форму, характеризующуюся соотношением размеров. В табл. 7.1 показано, что увеличению коэффициента быстроходности от значений 40...80 до значений 600...1200 соответствует изменение типа лопаточного насоса от тихоходного центробежного к осевому.

Вывод: знание коэффициентов напора, расхода и мощности, а также коэффициента быстроходности проектируемого насоса позволяет определить его параметры по известным параметрам модельного насоса.

Лекция 7.3

Кавитация и характеристики центробежных насосов

7.6 Характеристики центробежных насосов

Режим работы центробежного насоса определяется двумя независимыми параметрами: угловой скоростью рабочего колеса ω и объемным расходом Q жидкости, подаваемой в систему.

Характеристикой насоса называется зависимость его напора, или мощности, или КПД от объемного расхода жидкости и угловой скорости рабочего колеса.

7.6.1 Зависимость теоретического напора от расхода и угловой скорости

Для простоты будем полагать $c_{1u} = 0$, т.е. жидкость подается в рабочее колесо без закрутки потока. Тогда

$$H_{\infty} = u_2^2 - u_2 \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (7.50)$$

Поскольку $c_{2m} = \frac{Q}{\pi D_2 b_2}$, подставляя это выражение в выражение (7.50), получим

$$H_{\infty} = u_2^2 - u_2 \frac{Q}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (7.51)$$

Так как $u_2 = \omega \cdot r_2$, выражение (7.51) запишем в виде

$$H_{\infty} = \omega_2^2 r_2^2 - \omega_2 \frac{Q}{2\pi b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (7.52)$$

Из выражения (7.52) видно, что при $\omega = \text{const}$ зависимость теоретического напора центробежного насоса с бесконечным числом лопаток $H_{T\infty}$ от объемного расхода жидкости Q представляет собой прямую линию, угол наклона которой зависит от угла установки лопаток $\beta_{2л}$ (рис. 7.10).

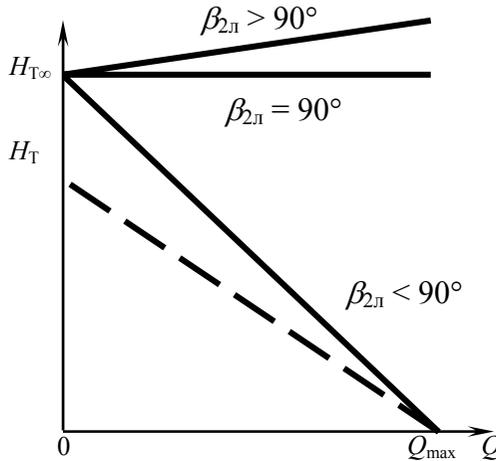


Рис. 7.10 Зависимость теоретического напора, создаваемого насосом, от объемного расхода жидкости

Характер зависимости теоретического напора при конечном числе лопаток $H_T = K_z H_{T\infty}$ также представляет собой прямую, но более пологую, так как $K_z < 1$ и не зависит от объемного расхода Q и угловой скорости ω .

При данной геометрии колеса и неизменном расходе Q зависимость напора $H_{T\infty}$ от угловой скорости вращения рабочего колеса представляет собой квадратичную функцию, график которой пересекает ось абсцисс в точках $\omega = 0$ и $\omega = \frac{Q}{2\pi b_2 r^2 \text{tg} \beta_{2л}} = \omega^*$ (рис. 7.11).

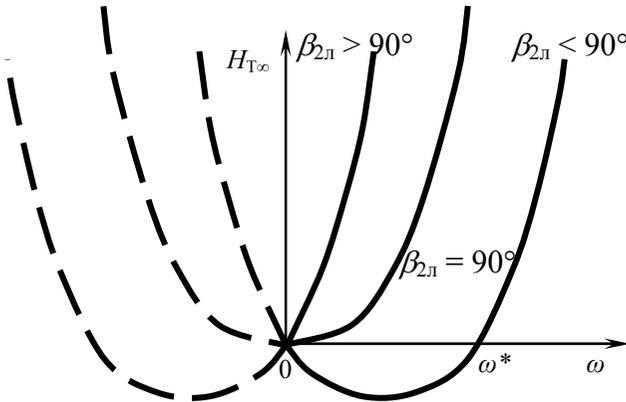


Рис. 7.11 Зависимость теоретического напора, создаваемого насосом, от скорости вращения рабочего колеса

Очевидно, что при различных значениях угла установки лопаток $\beta_{2л}$ координата ω^* будет принимать разные значения. Так, при $\beta_{2л} > 90^\circ$ координата $\omega^* < 0$, а при $\beta_{2л} = 90^\circ$ $\omega^* = 0$, что означает непрерывное возрастание напора насоса по квадратичному закону при возрастании угловой скорости вращения. В наиболее распространенном случае, когда $\beta_{2л} < 90^\circ$, координата $\omega^* > 0$. При этом существует диапазон значений ω от нуля до ω^* , при котором в рабочем колесе насоса происходит не возрастание, а падение напора $H_{T\infty}$. Поэтому практикуется запуск центробежных насосов «в стенку», т.е. прохождение насосом области неустойчивой работы до скоростей вращения, превышающих ω^* , при $Q = 0$.

На устойчивых режимах работы напор насоса $H_{T\infty}$ (и H_T) с возрастанием ω возрастает. Чем больше ω , тем более резко изменяются $H_{T\infty}$ и H_T при изменении объемного расхода Q (рис. 7.12).

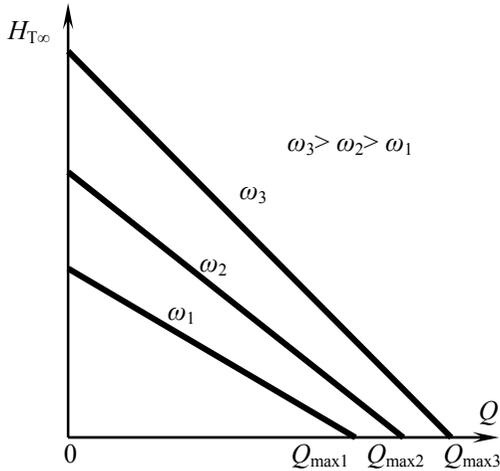


Рис. 7.12 Зависимость теоретического напора, создаваемого насосом, от объемного расхода при различных угловых скоростях

7.6.2 Зависимость действительного напора насоса от расхода и угловой скорости

Действительный напор, создаваемый насосом, может быть выражен через теоретический напор как $H = H_T - \Delta H$, где ΔH – гидравлические потери в насосе. В свою очередь, гидравлические потери в насосе могут быть выражены как

$$\Delta H = \Delta H_{\text{тр}} + \Delta H_{\text{уд}}, \quad (7.53)$$

где $\Delta H_{\text{тр}}$ – потери на трение жидкости о стенки и рабочее колесо в проточной части насоса; $\Delta H_{\text{уд}}$ – потери «на удар», связанные с отклонением режима работы насоса от расчетного режима.

Потери на трение пропорциональны квадрату скорости течения жидкости в канале, а следовательно, и объемного расхода жидкости:

$$\Delta H_{\text{тр}} = K_1 Q^2. \quad (7.54)$$

Потери «на удар» возникают на нерасчетных режимах и связаны с отклонением относительной скорости жидкости w от расчетного направления на входе в колесо (w_1) и с несоответствием скорости движения жидкости при сходе с колеса (c_2) проходным сечениям спирального диффузора. Они пропорциональны квадрату отклонения значения объемного расхода жидкости от расчетного:

$$\Delta H_{\text{уд}} = K_2 (Q - Q_p)^2, \quad (7.55)$$

где Q_p – расход, соответствующий расчетному режиму работы насоса.

Рассмотрим графики зависимости гидравлических потерь в центробежном насосе от объемного расхода через него (рис. 7.13).

Формулы потерь на трение и потерь «на удар» от объемного расхода представляют собой квадратичные функции. График функции $\Delta H_{\text{тр}} = K_1 Q^2$ будет проходить через начало координат в точке минимального (нулевого) значения $\Delta H_{\text{тр}}$, а парабола, описываемая уравнением (7.55), касается оси Q в точке $(Q; 0)$. Следовательно, график зависимости гидравлических потерь от расхода представляет собой кривую, имеющую минимум в некоторой точке с абсциссой $Q < Q_p$.

Тогда, вычитая гидравлические потери из теоретического напора, получим график зависимости действительного напора от расхода

жидкости через насос. Он представляет собой кривую с убывающим углом наклона касательной к оси абсцисс.

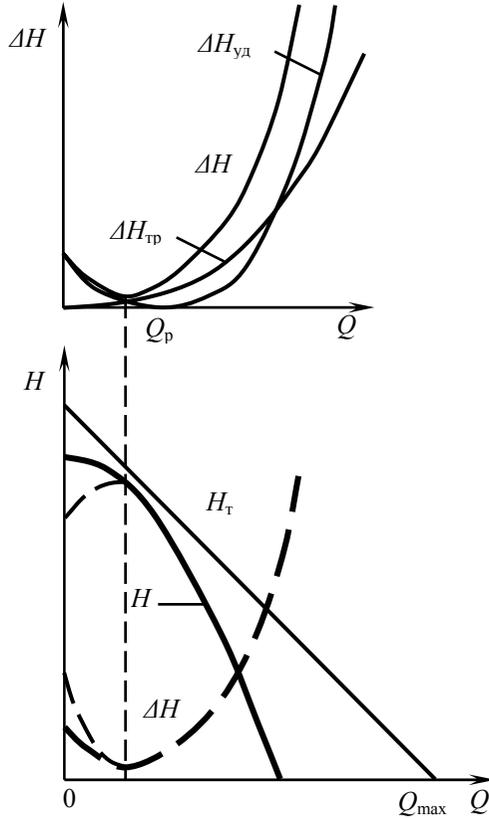


Рис. 7.13 Потери напора и действительный напор центробежного насоса

В некоторых случаях (при больших потерях «на удар» в диапазоне малых объемных расходов через насос) зависимость H от Q может иметь максимум.

7.6.3 Зависимость мощности насоса от объемного расхода жидкости через него и угловой скорости вращения рабочего колеса

Для выяснения характера зависимости мощности насоса от Q и ω рассмотрим зависимость гидравлической мощности насоса от объемного расхода жидкости через него.

Гидравлическая мощность насоса рассчитывается через плотность и объемный расход жидкости через рабочее колесо и теоретический напор:

$$N_{\Gamma} = \rho Q H_{\Gamma}. \quad (7.56)$$

Поскольку, как уже известно, зависимость теоретического напора, создаваемого насосом, от объемного расхода через него представляет собой линейную функцию, т.е.

$$H_{\Gamma} = K_z H_{\Gamma_{\infty}} = K_z \left(u_2^2 - u_2 \frac{Q}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right), \quad (7.57)$$

то зависимость гидравлической мощности от расхода является квадратичной функцией с отрицательным значением коэффициента при старшем члене:

$$N_{\Gamma} = \rho Q K_z H_{\Gamma_{\infty}} = \rho Q K_z \left(u_2^2 - u_2 \frac{Q}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right). \quad (7.58)$$

Следовательно, график зависимости гидравлической мощности от расхода при $\beta_{2л} < 90^\circ$ представляет собой параболу с ветвями, направленными вниз, и имеет максимум в точке с абсциссой

$Q = u_2 \pi D_2 b_2 t g \beta_{2л}$. При $\beta_{2л} > 90^\circ$ ветви параболы будут направлены вверх, а при $\beta_{2л} = 90^\circ$ график зависимости N_r от Q превращается в прямую (рис. 7.14).

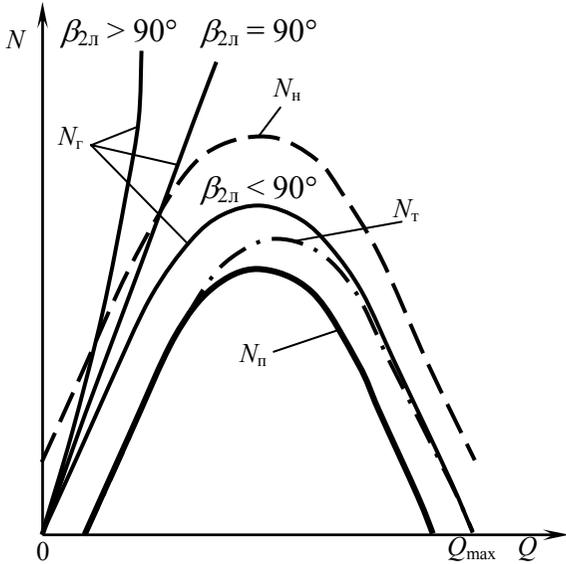


Рис. 7.14 Зависимость мощностей насоса от объемного расхода жидкости

Потребляемая мощность насоса отличается от гидравлической из-за наличия дисково-механических потерь мощности:

$$N_n = N_r + \Delta N_{\text{дм}}. \quad (7.59)$$

Здесь $\Delta N_{\text{дм}}$ – мощность, затрачиваемая на преодоление дисковых и механических потерь. Она зависит только от угловой скорости вращения ω и может быть рассчитана по эмпирической формуле

$$\Delta N_{\text{дм}} = a\omega + b\omega^2 + cD_2^{4,6} \omega^{2,8}, \quad (7.60)$$

где выражение $a\omega + b\omega^2$ представляет собой потери мощности на трение в подшипниках, а выражение $cD_2^{4,6}\omega^{2,8}$ – дисковые потери.

Коэффициенты a , b и c зависят от конструкции насоса и для которого данного насоса неизменны на всех режимах работы. Поэтому потребляемая мощность при $\omega = \text{const}$ изменяется по закону, аналогичному изменению гидравлической мощности. Тогда график зависимости потребляемой мощности от Q будет представлять собой квадратичную функцию с максимумом в точке с той же абсциссой, что и график для гидравлической мощности, и пройдет выше последнего на величину дисково-механических потерь $\Delta N_{\text{дм}}$.

Теоретическая мощность центробежного насоса может быть выражена через его гидравлическую мощность и потери мощности на утечку жидкости в насосе:

$$N_{\text{т}} = N_{\text{г}} - \Delta N_{\text{ут}}, \quad (7.61)$$

где $\Delta N_{\text{ут}}$ – потери мощности на утечку жидкости, которые связаны с потерями расхода и теоретическим напором соотношением

$$\Delta N_{\text{ут}} = \rho \Delta Q_{\text{ут}} H_{\text{т}}. \quad (7.62)$$

Потери расхода на утечку $\Delta Q_{\text{ут}}$ со снижением напора (перепада давлений) уменьшаются пропорционально напору. Поскольку в точке с абсциссой Q_{max} напор, создаваемый насосом, равен нулю, то и потери мощности на утечку в этой точке также равны нулю. При минимальном расходе через насос напор максимален, а следовательно,

максимальны и потери мощности на утечку. Поэтому график зависимости теоретической мощности от Q будет проходить ниже графика зависимости гидравлической мощности от Q . При этом в точке с абсциссой Q_{\max} эти графики пересекаются, и график теоретической мощности окажется сжат вправо по сравнению с графиком для N_T .

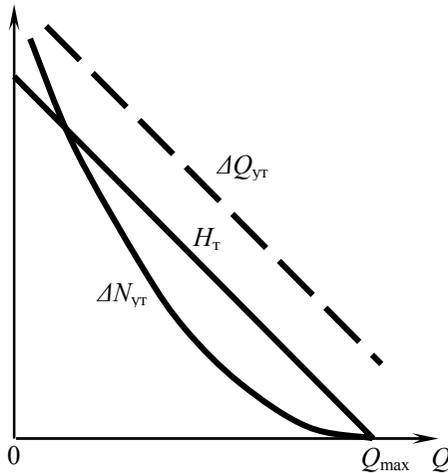


Рис. 7.15 Зависимость потерь в ЦБН от объемного расхода жидкости

Полезная мощность центробежного насоса может быть выражена через его теоретическую мощность и потери мощности на гидравлических сопротивлениях:

$$N_{\text{п}} = N_{\text{т}} - \Delta N_{\text{гс}}, \quad (7.63)$$

где $\Delta N_{\text{гс}}$ — потери мощности на преодоление гидравлических сопротивлений, которые связаны с расходом и потерями напора следующим соотношением:

$$\Delta N_{\text{гс}} = \rho(Q' - \Delta Q_{\text{ут}}) \Delta H = \rho Q \Delta H. \quad (7.64)$$

Поскольку потери напора на преодоление гидравлических сопротивлений ΔH с ростом напора изменяются по закону, близкому к квадратичной функции, потери мощности $\Delta N_{\text{гс}}$ с ростом расхода через насос увеличиваются (рис. 7.16). При нулевом расходе через насос потери мощности $\Delta N_{\text{гс}}$ равны нулю. Поэтому график зависимости полезной мощности от Q будет проходить ниже графика зависимости теоретической мощности от Q . При этом в точке пересечения графика зависимости $N_{\text{т}} = N_{\text{г}} - \Delta N_{\text{ут}}$ от Q с осью абсцисс эти графики пересекаются, и график полезной мощности окажется сжат влево по сравнению с графиком для $N_{\text{т}}$.

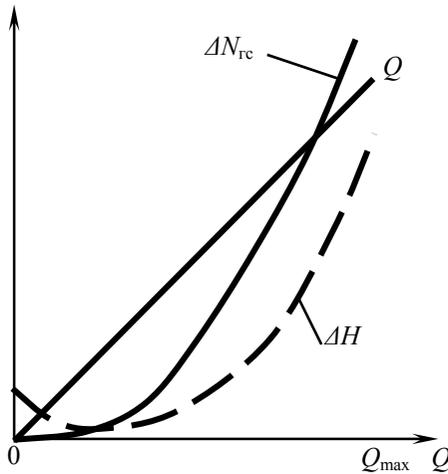


Рис. 7.16 К определению характера изменения полезной мощности ЦБН

В документации на насосы обычно указывается только зависимость потребляемой мощности от объемного расхода через насос и от угловой скорости вращения рабочего колеса.

С ростом ω потребляемая мощность насоса увеличивается, так как увеличивается окружная скорость вращения РК (рис. 7.17).

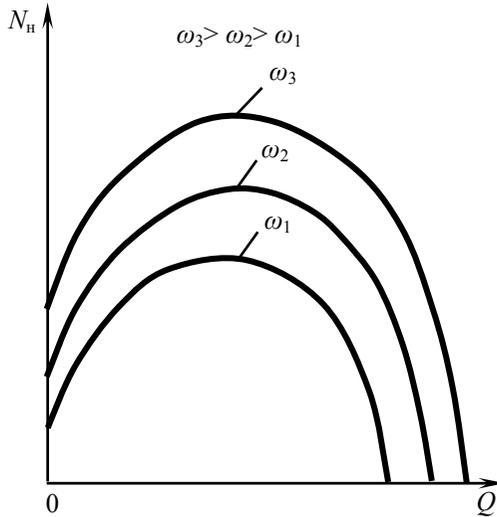


Рис. 7.17 Зависимость потребляемой мощности насоса от объемного расхода жидкости и скорости вращения рабочего колеса

7.6.4 Зависимость КПД насоса от объемного расхода через насос и от угловой скорости вращения рабочего колеса

Для выяснения зависимости КПД насоса от расхода и угловой скорости воспользуемся формулой

$$\eta_n = \eta_\Gamma \eta_{\text{об}} \eta_{\text{дм}}.$$

Изменение по расходу гидравлического КПД $\eta_r = H/H_r = 1 - \Delta H/H_r$ определяется изменением действительного и теоретического напоров. При $Q = 0$ гидравлический КПД имеет конечное значение, так как H и H_r отличны от нуля, при $\beta_{2л} < 90^\circ$ и $Q < Q_p$ теоретический напор с увеличением расхода уменьшается в большей степени, чем действительный, так как уменьшаются гидравлические потери ΔH . При $Q > Q_p$ наблюдается обратная картина. Поэтому зависимость гидравлического КПД от расхода имеет максимум и обращается в нуль при $H = 0$.

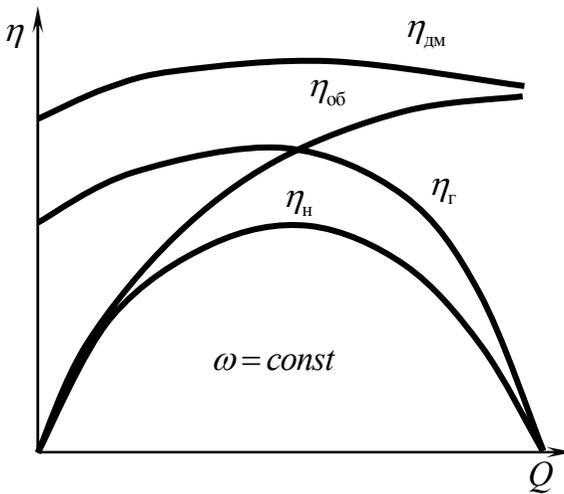


Рис. 7.18 Зависимость КПД центробежного насоса от расхода жидкости через него

Зависимость объемного КПД $\eta_{об} = \frac{Q}{Q'} = 1 - \frac{\Delta Q'}{Q'}$ от расхода оп-

ределяется изменением относительной утечки жидкости в насосе.

При увеличении расхода утечка жидкости уменьшается вследствие уменьшения давления на выходе из рабочего колеса. Поэтому с ростом Q объемный КПД непрерывно возрастает.

Зависимость дисково-механического КПД $\eta_{\text{дм}} = N_{\text{г}}/N_{\text{н}} = 1 - \Delta N_{\text{дм}}/N_{\text{н}}$ от расхода определяется характером изменения относительных дисково-механических потерь $\Delta N_{\text{дм}}/N_{\text{н}}$. В диапазоне рабочих режимов с увеличением расхода относительные

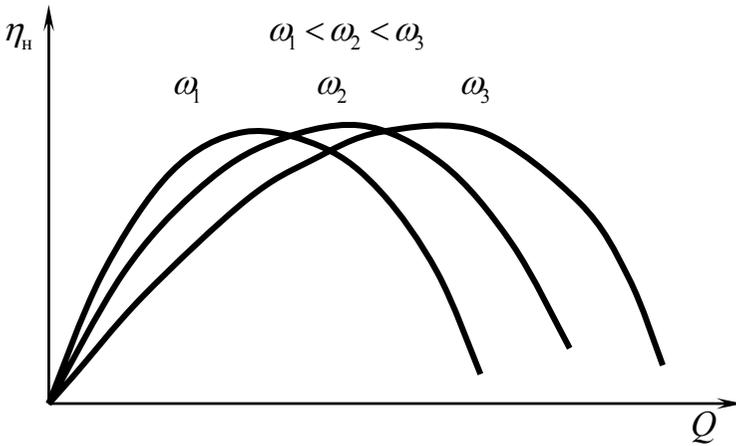


Рис. 7.19 Зависимость полного КПД насоса от объемного расхода жидкости и угловой скорости вращения рабочего колеса

механические потери уменьшаются, а КПД $\eta_{\text{дм}}$ возрастает.

Совместное действие изменений $\eta_{\text{г}}$, $\eta_{\text{об}}$ и $\eta_{\text{дм}}$ по расходу определяет зависимость полного КПД насоса $\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{дм}}$. При увеличении угловой скорости максимум $\eta_{\text{н}}$ смещается в область боль-

ших расходов в связи с соответствующим смещением максимума гидравлического КПД.

Вывод: характеристики насоса позволяют предсказывать изменение его параметров при изменении режима работы системы подачи топлива ЖРД.

7.7 Предотвращение кавитации в насосах ЖРД

7.7.1 Явление кавитации в центробежных насосах

Кавитацией называется явление образования в жидкости полостей, заполненных газом, в области потока с пониженным давлением с последующей конденсацией газов в зоне повышенного давления.

Газовые пузыри, попадая в область с повышенным давлением, быстро конденсируются. В образовавшиеся пустоты со всех сторон устремляется окружающая жидкость. Заполнение объема газовых мешков жидкостью происходит с большой скоростью, что приводит к возникновению гидравлического удара в момент заполнения всего объема. Скорость жидкости при этом может достигать до 1500...1800 м/с, а давление возрастает до нескольких десятков мегапаскалей.

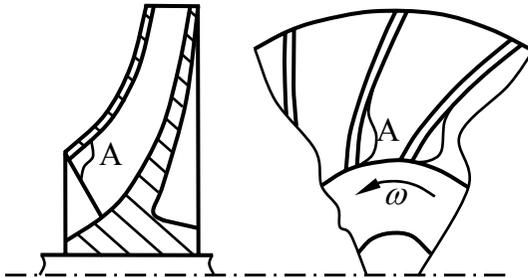


Рис. 7.20 Область возможного возникновения кавитации в центробежных насосах

Практика показывает, что областью возможного возникновения кавитации в центробежных насосах является нерабочая (задняя) сторона входной части лопаток рабочего колеса, так как именно в этой области проточного тракта насоса наблюдается самое низкое давление (рис. 7.20).

В насосах ЖРД кавитация недопустима главным образом из-за резкого уменьшения напора и производительности насоса. Возникновение кавитации всегда приводит к отклонению процессов сгорания в камере от расчетных параметров и может вызвать ее разрушение. Кроме того, возможно разрушение рабочего колеса насоса.

7.7.2 Условие бескавитационной работы насоса

Условие бескавитационной работы насоса может быть выражено в виде неравенства

$$p_{\min} > p_{\text{п}}, \quad (7.65)$$

где p_{\min} – минимальное статическое давление в проточной части насоса; $p_{\text{п}}$ – давление насыщенных паров при рабочей температуре перекачиваемой жидкости.

Минимальное давление p_{\min} можно определить через давление на входе в рабочее колесо p_0 и падения давления в колесе, обусловленные обтеканием профиля лопаток – $\Delta p_{\text{проф}}$ и неравномерностью абсолютной скорости на входе в межлопаточный канал – $\Delta p'$:

$$p_{\min} = p_0 - \Delta p_{\text{проф}} - \Delta p'. \quad (7.66)$$

Падение давления $\Delta p_{\text{проф}}$ определяется опытным путем и может быть описано уравнением

$$\Delta p_{\text{проф}} = \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} \rho, \quad (7.67)$$

где $\lambda_{\text{кав}} = 0,1 \dots 0,3$ – коэффициент профильного разрежения.

Падение давления, обусловленное неравномерностью абсолютной скорости на входе в межлопаточный канал $\Delta p'$, также определяется опытным путем и, как правило, равно

$$\Delta p' = m'_c \frac{c_0^2}{2} \rho, \quad (7.68)$$

где $m'_c = 0,05 \dots 0,15$ – коэффициент повышения абсолютной скорости.

Таким образом, можем записать, что

$$p_{\min} = p_0 - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m'_c \frac{c_0^2}{2} \right) \rho. \quad (7.69)$$

Значение минимального статического давления в проточной части рабочего колеса p_0 зависит от давления и скорости на входе в колесо. Оно может быть найдено по формуле

$$p_0 = p_6 + \rho l j - \Delta p_m - \frac{c_0^2}{2} \rho, \quad (7.70)$$

где j – перегрузка, действующая на жидкость на данном этапе полета РН, l – высота столба жидкости в магистрали от верхнего уровня в баке компонента до входа в рабочее колесо насоса, c_0 – абсолютная скорость жидкости на входе в рабочее колесо, Δp_M – гидравлические потери давления в магистрали от бака компонента до входа в рабочее колесо. Тогда

$$\begin{aligned} p_{\min} &= p_6 + \rho l j - \Delta p_M - \frac{c_0^2}{2} \rho - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m'_c \frac{c_0^2}{2} \right) \rho = \\ &= p_6 + \rho l j - \Delta p_M - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m_c \frac{c_0^2}{2} \right) \rho, \end{aligned} \quad (7.71)$$

где $m_c = m'_c + 1$, а условие бескавитационной работы насоса будет иметь вид

$$p_6 + \rho l j - \Delta p_M - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m_c \frac{c_0^2}{2} \right) \rho > p_{\text{п}}. \quad (7.72)$$

Отсюда первый вывод: для обеспечения бескавитационной работы насоса необходимо уменьшать гидравлическое сопротивление подводящей магистрали, повышать давление в баках и ограничивать скорость жидкости на входе в насос.

Значение давления насыщенных паров $p_{\text{п}}$ с ростом температуры возрастает. Инерционный подпор $\rho l j$ принимает минимальное значение в начале полета РН. Отсюда второй вывод: кавитационный расчет насоса следует производить для условий начала полета РН и для максимальной в условиях эксплуатации температуры жидкости.

На практике на основании стендовых испытаний вновь создаваемых насосов получают так называемые *срывные характеристики* насоса (рис. 7.21). Такие характеристики представляют собой зависимость напора, создаваемого насосом, от статического давления на входе в насос при постоянных значениях угловой скорости вращения рабочего колеса и расхода через насос. Условно считают, что наступлению кавитации соответствует давление $p_{\text{вх.кав}}$, при котором напор уменьшается на 2...3%.

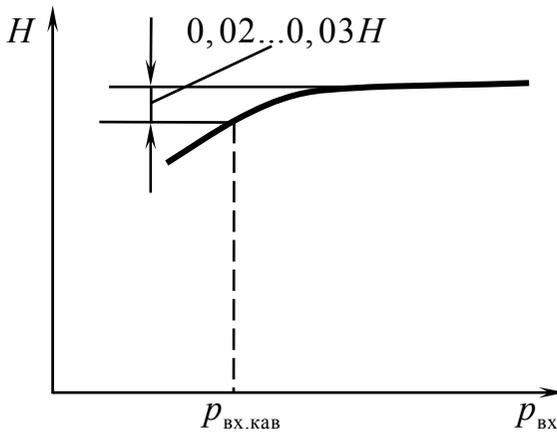


Рис. 7.21 Срывная характеристика центробежного насоса

Наличие срывных характеристик позволяет построить кавитационную характеристику насоса в виде зависимости $p_{\text{вх.кав}}$ от расхода и угловой скорости. Как видно из рис. 7.22, увеличение расхода при заданной угловой скорости или увеличение угловой скорости при заданном расходе приводит к увеличению $p_{\text{вх.кав}}$ в связи с увеличением суммарного падения статического давления.

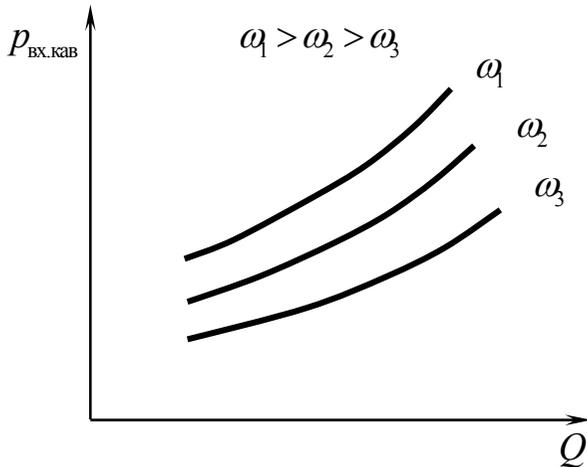


Рис. 7.22 Кавитационная характеристика центробежного насоса

При заданных значениях расхода и угловой скорости давление $p_{\text{вх.кав}}$ зависит от свойств жидкости. Чем больше давление насыщенных паров перекачиваемой жидкости, тем больше $p_{\text{вх.кав}}$ и тем сложнее обеспечить бескавитационную работу насоса.

7.7.3 Максимально допустимая угловая скорость насоса

Запишем условие бескавитационной работы насоса через напоры. Для этого разделим выражение (7.72) на ρ :

$$\frac{p_{\min}}{\rho} = \frac{p_0}{\rho} - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m'_c \frac{c_0^2}{2} \right) > \frac{p_{\text{п}}}{\rho}. \quad (7.73)$$

Считая потери напора во входном устройстве пренебрежимо малыми, выразим статический напор в сечении 0–0 через полный напор на входе в насос:

$$\frac{p_0}{\rho} = H_0 - \frac{c_0^2}{2} \approx H_{\text{вх}} - \frac{c_0^2}{2}. \quad (7.74)$$

Тогда условие бескавитационной работы насоса запишется в виде

$$\frac{p_{\text{min}}}{\rho} = H_{\text{вх}} - \frac{c_0^2}{2} - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m'_c \frac{c_0^2}{2} \right) > \frac{p_{\text{п}}}{\rho} \quad (7.75)$$

или

$$H_{\text{вх}} - \left(\lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m_c \frac{c_0^2}{2} \right) > \frac{p_{\text{п}}}{\rho}. \quad (7.76)$$

Обозначим через $\Delta H_{\text{дин}} = \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2} + m_c \frac{c_0^2}{2}$ динамическое падение напора. Тогда условие бескавитационной работы насоса запишется в виде

$$H_{\text{вх}} - \Delta H_{\text{дин}} > \frac{p_{\text{п}}}{\rho}. \quad (7.77)$$

Разделим выражение для $\Delta H_{\text{дин}}$ на $\frac{u_1^2}{2}$. В результате получим

$$\frac{2\Delta H_{\text{дин}}}{u_1^2} = \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{u_1^2} + m_c \frac{c_0^2}{u_1^2}. \quad (7.78)$$

На подобных режимах работы отношения сходственных скоростей, а также m_c и $\lambda_{\text{кав}}$ остаются неизменными. Поэтому для подобных насосов

$$\frac{2\Delta H_{\text{дин}}}{u_1^2} = \text{const}.$$

Так как $u_1 = \frac{1}{2}D_1\omega$, то получим

$$\frac{\Delta H_{\text{дин}}}{D_1^2\omega^2} = \text{const}. \quad (7.79)$$

С другой стороны, известно, что коэффициенты расхода насосов на подобных режимах работы также неизменны:

$$\frac{Q}{D_1^3\omega} = \text{const}. \quad (7.80)$$

Возведем выражение (7.79) в третью степень, а выражение (7.80) – во вторую степень и разделим их друг на друга. В результате получим

$$\frac{Q^2\omega^4}{\Delta H_{\text{дин}}^3} = \text{const}. \quad (7.81)$$

Извлекая корень четвертой степени из выражения (7.81), получим выражение, справедливое для подобных режимов насосов:

$$\frac{\sqrt[4]{Q}\omega}{\Delta H_{\text{дин}}^{0,75}} = \text{const}. \quad (7.82)$$

Комплекс $c = 31,2 \frac{\omega \sqrt{Q}}{\Delta H_{\text{дин}}^{0,75}}$ называется *коэффициентом Руднева*

или *кавитационным коэффициентом быстроходности*. Он используется при проектировании новых насосов для определения допустимых по условиям бескавитационной работы угловых скоростей. Для этого вводится понятие *максимально допустимого динамического падения напора*:

$$\Delta H_{\text{дин, доп}} = H_{\text{вх}} - \left(\frac{p_{\text{п}}}{\rho} + \frac{\Delta p_{\text{зап}}}{\rho} \right), \quad (7.83)$$

где $\frac{\Delta p_{\text{зап}}}{\rho} = 10 \dots 20$ Дж/кг – запас по напору. Тогда максимально допустимая угловая скорость насоса будет

$$\omega_{\text{max}} = \frac{c \Delta H_{\text{дин, доп}}^{0,75}}{31,2 \sqrt{Q}}. \quad (7.84)$$

При определении ω_{max} для вновь проектируемого насоса задаются коэффициентом c в соответствии со статистическими данными выполненных насосов. Для лучших центробежных насосов ЖРД коэффициент c составляет 200...230. Для шнекоцентробежных насосов обычно $c = 400 \dots 520$.

7.7.4 Меры по предотвращению кавитации в насосах ЖРД

Поскольку условия работы насоса с точки зрения кавитации тем лучше, чем выше давление на входе в насос, предпринимаются следующие меры:

- 1) уменьшаются потери давления в магистралях;
- 2) баки располагаются выше к головной части РН.

Поскольку давление в баках ограничивается прочностью их конструкции, его повышением воспользоваться нельзя. Поэтому используются:

- 1) наддув баков;
- 2) установка шнековых или струйных преднасосов.

Увеличение числа лопаток рабочего колеса приводит к уменьшению доли сил давления, приходящейся на каждую лопатку, т.е. к уменьшению $\Delta p_{\text{проф}}$. Но при этом уменьшается проходное сечение колеса, что приводит к возрастанию скоростей при том же расходе, а следовательно, к возрастанию $\Delta p_{\text{проф}}$. Поэтому число лопаток выби-

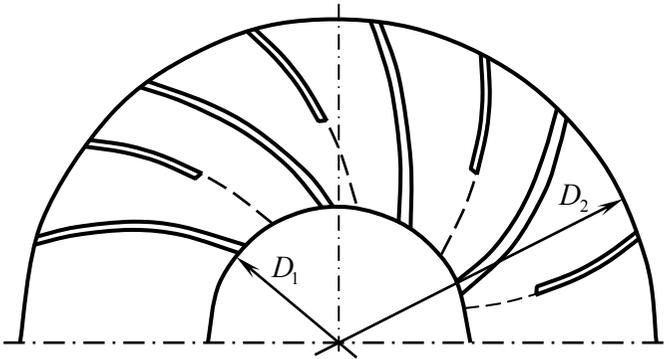


Рис. 7.23 Использование укороченных лопаток на рабочем колесе ЦБН

рают в диапазоне 6...12. При большем числе лопаток некоторые из них выполняются укороченными (рис. 7.23).

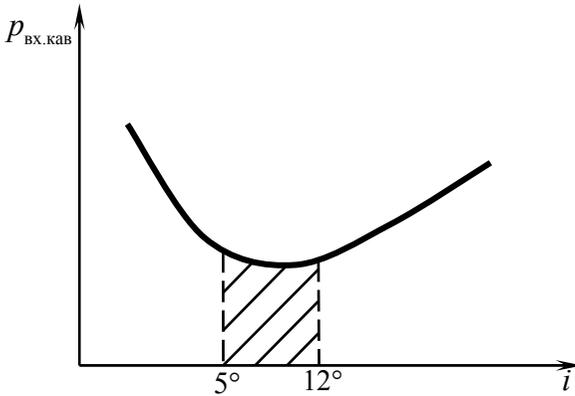


Рис. 7.24 Область наивыгоднейших с точки зрения бескавитационной работы углов атаки потока в рабочем колесе ЦБН

По кавитационным условиям оптимальными оказываются углы атаки $i = +5 \dots +12^\circ$ (рис. 7.24).

Вывод: при работе системы подачи топлива ЖРД кавитация в насосах недопустима. Расчет срывных и кавитационных характеристик насосов и максимально допустимых скоростей вращения рабочих колес, а также подбор конструктивных параметров позволяют предупредить возникновение кавитации.

ТЕМА № 8

ПРИМЕНЕНИЕ ТУРБИН В ЖРД

Лекция 8.1

Турбины в ЖРД

8.1 Принцип действия и классификация турбин

Турбина – это техническое устройство, в котором энергия потока газа (или жидкости), подаваемого извне, преобразуется в механическую энергию вращающегося рабочего колеса в процессе обтекания рабочим телом его лопаток.

В современных ЖРД турбины широко используются в качестве привода для топливных насосов, так как они позволяют получить большую мощность в одном агрегате при малых массах и габаритах, достаточно экономичны, надежны и просты по конструкции.

Рабочим телом для турбины может быть газ или жидкость. В отечественных ЖРД преимущественное применение нашли газовые турбины, поэтому в дальнейшем речь пойдет именно о них.

Конструктивно газовая турбина состоит из статора и ротора. Статор, как правило, состоит из подводящего устройства, соплового аппарата, полости рабочего колеса, газосборника и отводящего устройства. Ротор состоит из вала и рабочего колеса. Конструкция рабочего колеса турбины состоит из диска и размещенных на нем лопаток, образующих венец (рис. 8.1).

Источником рабочего тела и энергии для газовых турбин служат, как правило, газогенераторы. Для пусковых турбин могут использоваться газовые или пороховые аккумуляторы давления.

Основными элементами газовой турбины, в которых происходит преобразование энергии, являются неподвижный сопловой аппарат (СА) и вращающееся рабочее колесо (РК), которые вместе образуют ступень турбины.

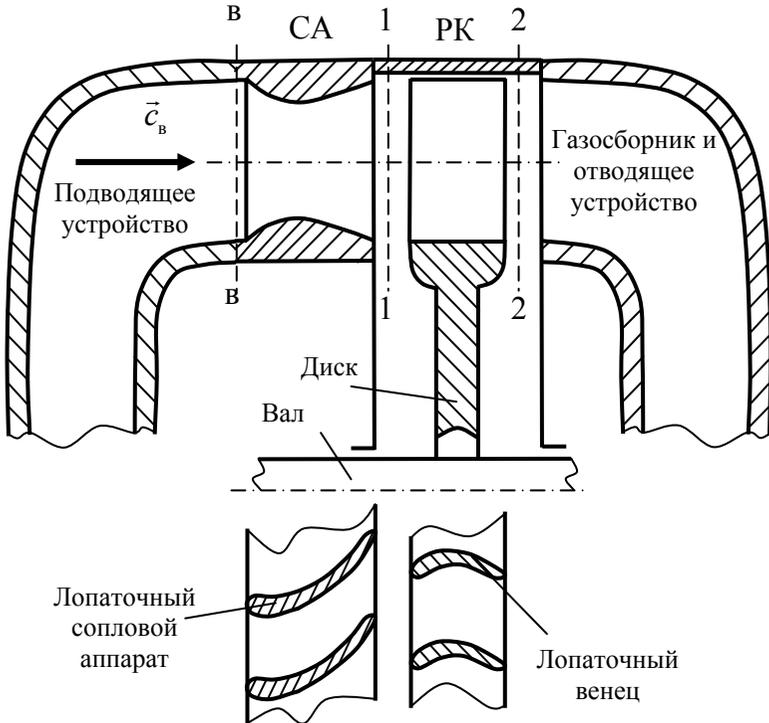


Рис. 8.1 Упрощенная схема газовой турбины

Сопловой аппарат служит для преобразования части потенциальной энергии газа в кинетическую энергию газовой струи и придания потоку газа определенного направления на входе в рабочее колесо. Он выполняется в виде отдельных сопел типа сопел Лавалья, рас-

положенных под углом к плоскости вращения рабочего колеса, или образуются профилированными лопатками.

Рабочее колесо предназначено для преобразования части энергии газа в механическую работу. Если в рабочем колесе происходит преобразование только части кинетической энергии газа в механическую работу, то рабочее колесо и турбина называются *активными*. Если же в механическую работу преобразуется часть кинетической и часть потенциальной энергии газа, то рабочее колесо и турбина называются *реактивными*.

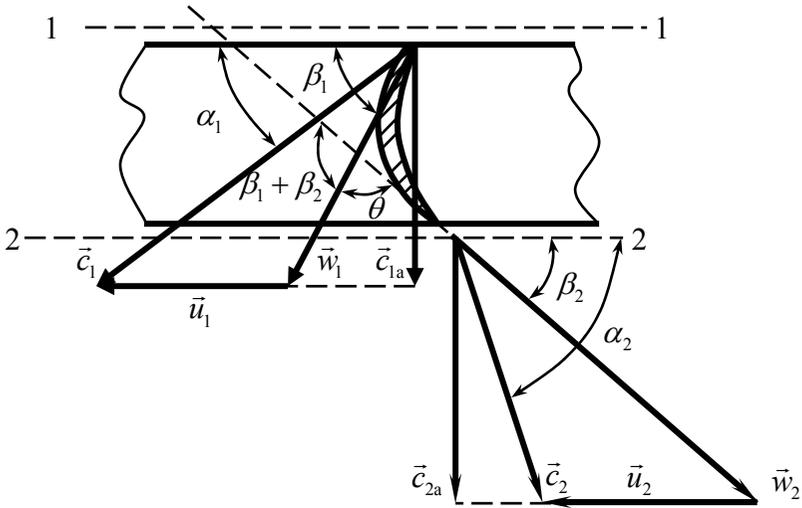


Рис. 8.2 Изменение характерных скоростей газового потока при прохождении через рабочее колесо турбины

Выясним, в чем состоит принцип действия газовой турбины.

Преобразование энергии в газовой турбине происходит в два этапа (рис. 8.1 и 8.2).

На первом этапе газ, поступающий из газогенератора и имеющий на входе в сопловой аппарат (в сечении в — в) скорость $\vec{c}_в$, дав-

ление p_v и температуру T_v , при прохождении через сопловой аппарат расширяется и разгоняется. Происходит частичное преобразование потенциальной энергии газа в кинетическую, в результате чего давление p_1 и температура T_1 газа на выходе из соплового аппарата (в сечении 1 — 1) снижаются, а скорость газа на выходе из соплового аппарата \vec{c}_1 возрастает по абсолютному значению по сравнению с соответствующими параметрами на входе в сопловой аппарат. Поскольку газ направляется сопловым аппаратом под некоторым углом к плоскости вращения рабочего колеса, вектор скорости \vec{c}_1 составляет с плоскостью вращения угол α_1 . Поскольку теплообмен с окружающей средой незначителен, то можно считать, что полная энергия газа при его течении в сопловой аппарате остается неизменной.

На втором этапе газ входит в рабочее колесо и обтекает его лопатки. На лопатки рабочего колеса, движущиеся с окружной скоростью \vec{u}_1 , газ поступает под углом входа β_1 с относительной скоростью \vec{w}_1 , которая равна векторной разности скоростей \vec{c}_1 и \vec{u}_1 . Из рабочего колеса (сечение 2 — 2) газ вытекает с относительной скоростью \vec{w}_2 под углом β_2 к плоскости вращения. Величина угла β_2 определяется направлением выходных кромок лопаток. Таким образом, в рабочем колесе осуществляется поворот потока на угол $\theta = 180^\circ - (\beta_1 + \beta_2)$. При криволинейном движении газа возникают силы инерции, стремящиеся отбросить его к вогнутой поверхности лопаток. В результате на вогнутой поверхности лопаток образуется об-

ласть повышенного давления, а на выпуклой – область пониженного давления. Равнодействующая сил давления создает относительно оси турбины крутящий момент, приводящий рабочее колесо в движение.

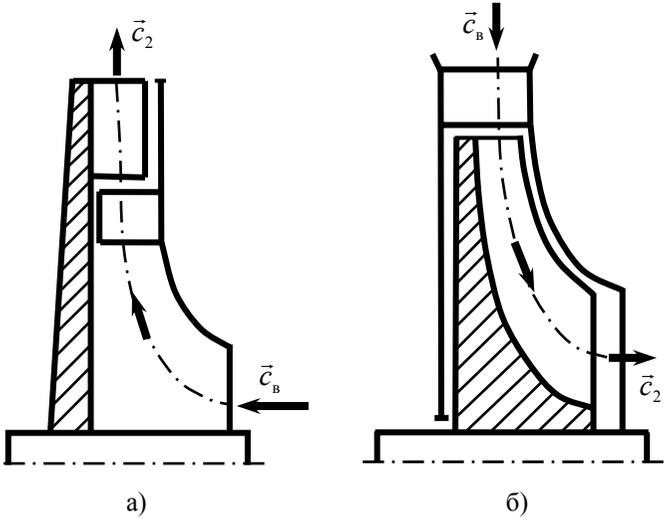


Рис. 8.3 Турбины с радиальным течением газа:
а – центробежные; б – центростремительные

Как уже было указано выше, по характеру изменения параметров газа в проточной части рабочего колеса газовые турбины подразделяются на активные и реактивные. В активной турбине в проточной части рабочего колеса не происходит преобразования потенциальной энергии газа в кинетическую, т.е. течение газа осуществляется без расширения ($p_1 = p_2$). В реактивной турбине в рабочем колесе происходит преобразование части потенциальной энергии газа в кинетическую, т.е. течение газа сопровождается его расширением ($p_1 > p_2$).

По направлению движения газового потока различают осевые и радиальные турбины. В *осевых турбинах* газ течет в основном в на-

правлении вдоль поверхности круговых цилиндров, ось которых совпадала бы с осью вращения ротора турбины, а в *радиальных* – вдоль плоскостей, перпендикулярных к оси вращения ротора.

Турбины с радиальным течением газа делятся на центробежные и центростремительные (рис. 8.3). Осевые активные турбины по способу подвода рабочего тела к рабочему колесу делятся на *турбины со сплошным подводом газа* по всей длине окружности колеса и на *парциальные турбины*, в которых подвод газа к рабочему колесу осуществляется лишь на части окружности.

По числу ступеней турбины могут быть одноступенчатыми или многоступенчатыми.

По месту и роли газовой турбины в пневмогидравлической системе жидкостного ракетного двигателя она может быть *автономной*, если отработавший газ выбрасывается в окружающую среду, или *предкамерной*, если газ после выхода из турбины направляется в камеру сгорания на дожигание.

В турбонасосных агрегатах ЖРД применяются осевые одно- и многоступенчатые активные и реактивные турбины, а также радиальные центростремительные турбины.

Вывод: в турбине энергия потока газа (или жидкости), подаваемого извне, преобразуется в механическую энергию вращающегося рабочего колеса в процессе обтекания рабочим телом его лопаток. В турбонасосных агрегатах ЖРД применяются автономные и предкамерные осевые одно- и многоступенчатые активные и реактивные турбины, а также радиальные центростремительные турбины.

8.2 Преобразование энергии в газовых турбинах

Для того чтобы судить о степени энергетического совершенства турбин, необходимо иметь представление о том, как в них происходит преобразование энергии и какая часть подводимой энергии может быть преобразована в полезную работу. Для этого рассмотрим рабочий процесс в идеальной турбине, а затем в реальной турбине.

8.2.1 Преобразование энергии в идеальной турбине

Идеальной называется такая турбина, в которой течение газа осуществлялось бы без потерь энергии на преодоление гидравлических сопротивлений, без теплообмена с окружающей средой и при неизменном химическом составе газа. В этом случае процесс расширения газа в проточной части турбины был бы адиабатическим.

Изображение такого процесса в координатах $i-s$ (энтальпия 1 кг газа – энтропия 1 кг газа) показано на рис. 8.4 в виде прямой $В_0 2_{ад}$. Точка $В_0$ соответствует полной энергии 1 кг газа на входе в ступень турбины $i_{0в}$ при полном давлении газа $p_{0в}$ (т.е. по заторможенным параметрам). Точка $В$ соответствует потенциальной энергии 1 кг газа на входе в ступень турбины $i_{в}$ при статическом давлении газа $p_{в}$. Точки $1_{ад}$ и $2_{ад}$ соответствуют потенциальной энергии 1 кг газа $i_{1ад}$ и $i_{2ад}$ на выходе из соплового аппарата турбины (на входе в рабочее колесо) и на выходе из рабочего колеса при статическом давлении газа p_1 и p_2 соответственно при адиабатическом течении

газа. Точка $2_{0ад}$ соответствует полной энергии 1 кг газа $i_{02ад}$ на выходе из соплового аппарата турбины при полном давлении газа p_{02} .

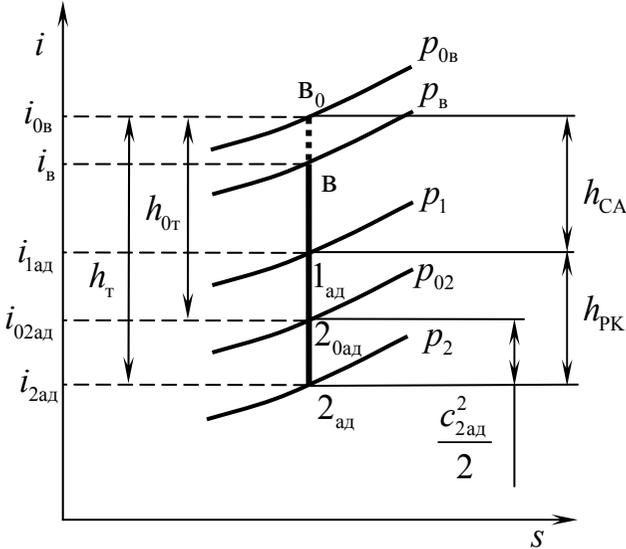


Рис. 8.4 Процесс преобразования энергии в идеальной турбине

Поскольку газ на выходе из проточной части турбины должен иметь некоторую скорость $c_{2ад}$, не равную нулю, то соответствующая этой скорости кинетическая энергия 1 кг газа $c_{2ад}^2/2$ не может быть преобразована в полезную работу. Следовательно, адиабатическая работа идеальной турбины, получаемая в ней при прохождении 1 кг газа, может быть найдена как разность между полной энергией газа на входе в проточную часть и полной энергией 1 кг газа на выходе из проточной части турбины:

$$L_{\text{ад}} = i_{0\text{в}} - i_{02\text{ад}} = i_{0\text{в}} - i_{2\text{ад}} - \frac{c_{2\text{ад}}^2}{2}. \quad (8.1)$$

Величина $i_{0\text{в}} - i_{2\text{ад}}$ называется *адиабатическим* или *располагаемым теплоперепадом* и обозначается $h_{\text{т}}$. Физический смысл располагаемого теплоперепада – это количество полной энергии 1 кг газа, проходящего через турбину, которое можно было бы преобразовать в работу при отсутствии потерь энергии и если бы вся кинетическая энергия газа могла быть преобразована в работу.

Величина $i_{0\text{в}} - i_{02\text{ад}}$ называется *располагаемым теплоперепадом по заторможенным параметрам* и обозначается $h_{0\text{т}}$. Следовательно, адиабатическая работа идеальной турбины, получаемая в ней при прохождении 1 кг газа, равна располагаемому теплоперепаду по заторможенным параметрам.

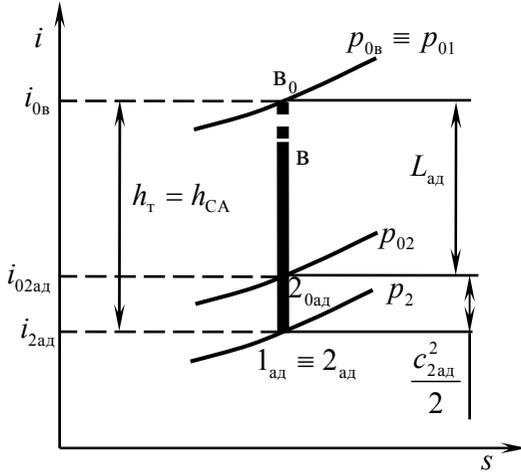
Выясним, в чем состоят различия между рабочими процессами в активной и реактивной турбинах.

Выразим располагаемый теплоперепад через параметры газа:

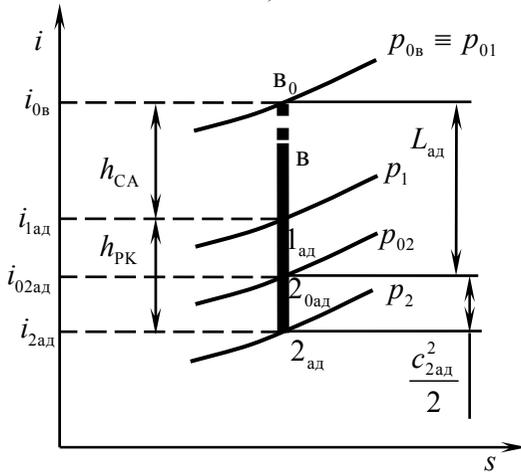
$$\begin{aligned} h_{\text{т}} &= c_{\text{п}}(T_{0\text{в}} - T_{2\text{ад}}) = c_{\text{п}}T_{0\text{в}} \left(1 - \left(\frac{p_{2\text{ад}}}{p_{0\text{в}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) = \\ &= \frac{k}{k-1} RT_{0\text{в}} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_{\text{т}}^{\frac{k}{k-1}}} \right), \end{aligned} \quad (8.2)$$

где $\varepsilon_{\text{т}} = p_{0\text{в}}/p_{2\text{ад}}$ — степень расширения газа в турбине.

Очевидно, что располагаемый теплоперепад зависит от газовой постоянной, полной температуры газа перед турбиной и степени расширения газа в турбине и возрастает с их увеличением.



а)



б)

Рис. 8.5 Преобразование энергии в идеальных активной (а) и реактивной (б) турбинах

Располагаемый теплоперепад идеальной турбины может быть представлен как сумма располагаемых теплоперепадов в сопловом аппарате и в рабочем колесе:

$$h_{\tau} = h_{\text{CA}} + h_{\text{ПК}}, \quad (8.3)$$

где располагаемый теплоперепад в сопловом аппарате

$$h_{\text{CA}} = i_{0\text{в}} - i_{1\text{ад}} = c_p (T_{0\text{в}} - T_{1\text{ад}}) = c_p T_{0\text{в}} \left(1 - \left(\frac{p_{1\text{ад}}}{p_{0\text{в}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right), \quad (8.4)$$

а располагаемый теплоперепад в рабочем колесе

$$h_{\text{ПК}} = i_{1\text{ад}} - i_{2\text{ад}} = c_p (T_{1\text{ад}} - T_{2\text{ад}}) = c_p T_{0\text{в}} \left(1 - \left(\frac{p_{2\text{ад}}}{p_{1\text{ад}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right). \quad (8.5)$$

Отношение располагаемого теплоперепада в рабочем колесе к располагаемому теплоперепаду в ступени турбины называется *степенью реактивности турбины*:

$$\rho_{\tau} = \frac{h_{\text{ПК}}}{h_{\tau}}. \quad (8.6)$$

В идеальной активной турбине (при $\rho_{\tau} = 0$) не происходит расширения газа в рабочем колесе, а значит, статические давления на входе и выходе из рабочего колеса равны. Следовательно, располагаемый теплоперепад в рабочем колесе активной турбины равен нулю. Это означает, что весь располагаемый теплоперепад преобразуется в кинетическую энергию газа в сопловом аппарате и $h_{\tau} = h_{\text{CA}}$. Из

уравнения сохранения энергии следует, что адиабатическая работа 1 кг газа в рабочем колесе активной турбины равна изменению кинетической энергии газового потока в абсолютном движении:

$$L_{\text{ад, акт}} = i_{01\text{ад}} - i_{02\text{ад}} = \left(i_{1\text{ад}} + \frac{c_{1\text{ад}}^2}{2} \right) - \left(i_{2\text{ад}} + \frac{c_{2\text{ад}}^2}{2} \right) = \frac{c_{1\text{ад}}^2}{2} - \frac{c_{2\text{ад}}^2}{2}, \quad (8.7)$$

так как $i_{1\text{ад}} = i_{2\text{ад}}$.

Процесс расширения газа в идеальной активной турбине в координатах i и s показан на рис. 8.5, а. Характер изменения параметров газового потока в проточной части турбины представлен на рис. 8.6 сплошными линиями.

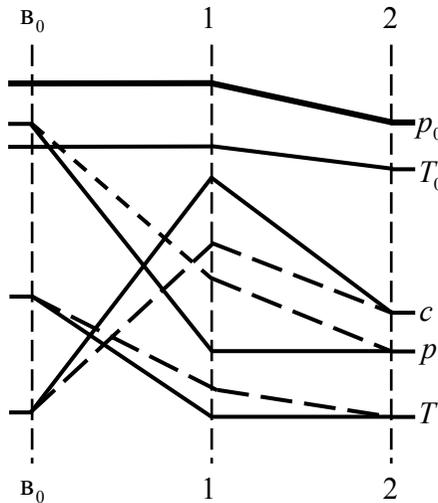


Рис. 8.6 Характер изменения параметров газового потока в проточной части турбины

В реактивной турбине ($\rho_r > 0$) располагаемый теплоперепад расходуется как в сопловом аппарате, так и в рабочем колесе, т.е.

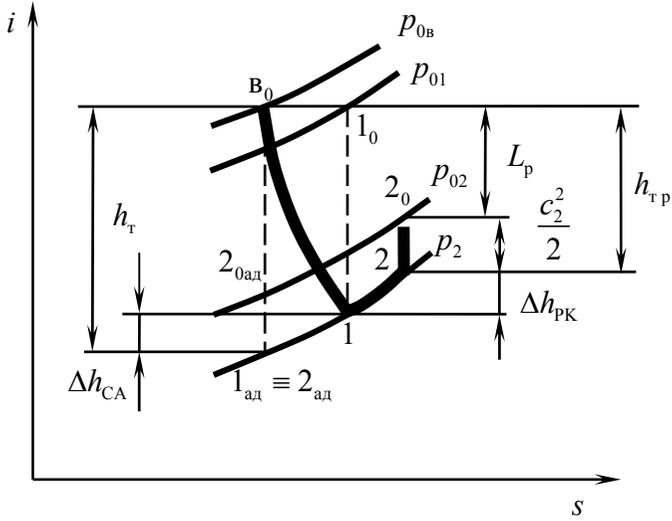
$h_{\text{PK}} = i_{1\text{ад}} - i_{2\text{ад}} > 0$. Следовательно, в рабочем колесе идеальной реактивной турбины статические давление и температура уменьшались бы. Процесс расширения газа в идеальной реактивной турбине показан на рис. 8.5, б. Процесс изменения давления, температуры и скорости в проточной части реактивной турбины, имеющей такие же, как и активная, параметры газа на входе и выходе из ступени, изображен на рис. 8.6 пунктирными линиями.

Вывод: процессы преобразования энергии в идеальной активной и реактивной турбинах при одинаковых параметрах газа на входе и выходе ступени отличаются распределением расходуемого теплоперепада между сопловым аппаратом и рабочим колесом. В реактивной турбине скорость газов ниже, а температура и давление выше, чем в активной турбине.

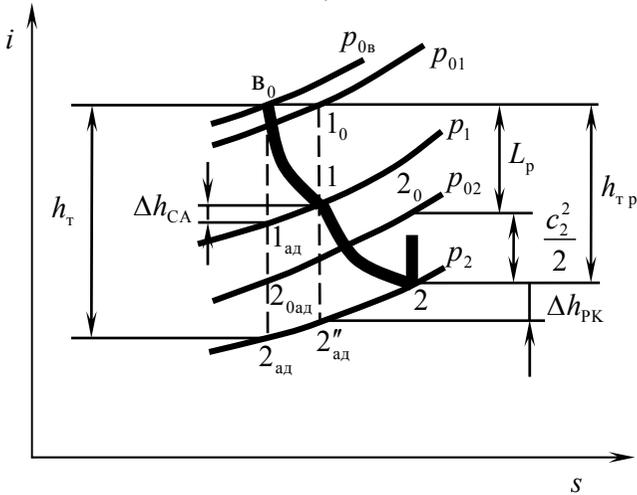
8.2.2 Преобразование энергии в реальной турбине

Течение газа в реальной турбине отличается от течения в идеальной турбине наличием гидравлических сопротивлений и теплообмена с окружающей средой. Потерями тепла в окружающую среду можно пренебречь ввиду их незначительности. Энергия, затрачиваемая на преодоление гидравлических сопротивлений, превращается в тепло, которое поглощается газом. Поэтому процесс расширения газа в реальной турбине происходит с увеличением энтропии газа по политропе v_0^2 (для активной турбины) или v_0^1 (для реактивной турбины), изображенной на рис. 8.7, а и 8.7, б.

Сравним рабочие процессы реальной и идеальной турбин, предположив, что параметры состояния газа и скорость газа перед турбиной, статические давления во всех сечениях проточной части и скорость на выходе у рассматриваемых турбин одинаковы. В этом случае из-за подвода тепла температура газа во всех сечениях проточной части реальной турбины будет выше, чем в идеальной турбине, и действительный теплоперепад в реальной турбине



а)



б)

Рис. 8.7 Преобразование энергии в реальной турбине:
 а – в активной турбине; б – в реактивной турбине

$$h_{\text{тр}} = i_{0\text{в}} - i_2 = c_p (T_{0\text{в}} - T_2) \quad (8.8)$$

будет меньше располагаемого (адиабатического). По этой причине работа 1 кг газа при прохождении реальной турбины

$$L_p = i_{0\text{в}} - i_2 - \frac{c_2^2}{2} = h_{\text{тр}} - \frac{c_2^2}{2} \quad (8.9)$$

меньше адиабатической работы турбины

$$L_{\text{ад}} = i_{0\text{в}} - i_{02\text{ад}} = i_{0\text{в}} - i_{2\text{ад}} - \frac{c_{2\text{ад}}^2}{2}. \quad (8.10)$$

Разница между работой идеальной и работой реальной турбины меньше, чем работа $L_{\text{тр}}$, затраченная на преодоление гидравлических сопротивлений в проточной части турбины. Физически это объясняется тем, что тепло, выделяющееся при преодолении гидравлических сопротивлений, подводится к газу в течение всего процесса его расширения и часть этого тепла успевает снова преобразоваться в кинетическую энергию движения газа.

Обозначив потери энергии в сопловом аппарате и рабочем колесе соответственно через $\Delta h_{\text{СА}}$ и $\Delta h_{\text{ПК}}$, а потери энергии с выходной скоростью – через $\Delta h_{\text{вых}}$, запишем уравнение, отражающее соотношение между работой 1 кг газа в реальной и идеальной турбинах:

$$L_p = h_{\text{т}} - (\Delta h_{\text{СА}} + \Delta h_{\text{ПК}} + \Delta h_{\text{вых}}) = L_{\text{ад}} - (\Delta h_{\text{СА}} + \Delta h_{\text{ПК}}). \quad (8.11)$$

Вывод: работа 1 кг газа в реальной турбине меньше адиабатической работы на величину потерь энергии в сопловом аппарате и рабочем колесе.

Лекция 8.2

Основные положения теории турбин

8.3 Течение газа в сопловом аппарате турбины

Для расчета рабочего процесса в турбине необходимо знать, как происходит преобразование энергии и как изменяются параметры потока в сопловом аппарате.

Течение газа в сопловом аппарате турбины не сопровождается совершением внешней работы. Поэтому уравнение сохранения энергии для 1 кг газа в сопловом аппарате идеальной турбины имеет следующий вид:

$$i_{0в} = i_{01ад} = i_{1ад} + \frac{c_{1ад}^2}{2}. \quad (8.12)$$

Отсюда найдем скорость течения газа из соплового аппарата:

$$c_{1ад} = \sqrt{2(i_{0в} - i_{1ад})} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_{0в} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_{0в}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (8.13)$$

Действительный процесс расширения газа в сопловом аппарате реальной турбины происходит по политропе с возрастанием энтропии. Действительный теплоперепад $h_{сд} = i_{0в} - i_1$ меньше располагаемого теплоперепада $h_{сд}$, и скорость потока на выходе из соплового аппарата c_1 меньше адиабатической скорости $c_{1ад}$.

Уменьшение действительной скорости истечения газа из соплового аппарата по сравнению с адиабатической учитывается *скорост-*

ным коэффициентом соплового аппарата $\varphi_{CA} = \frac{c_1}{c_{1ад}}$ и определяется

опытным путем. Скоростной коэффициент φ_{CA} связан с потерями кинетической энергии в сопловом аппарате соотношением

$$\Delta h_{CA} = \frac{c_{1ад}^2 - c_1^2}{2} = \frac{c_{1ад}^2}{2} (1 - \varphi_{CA}^2). \quad (8.14)$$

Эти потери – внутренние, поэтому они не влияют на полную энергию газового потока.

Теперь рассмотрим, чем отличаются процессы в автономных и предкамерных турбинах ЖРД.

Автономные турбины двигателей без дожигания генераторного газа работают в условиях низкого давления на выходе. Из соображений экономичности ЖРД расход газа в них стремятся уменьшить, а давление на входе повысить. Поэтому в автономных турбинах в сопловом аппарате создается сверхкритический *относительный перепад давления*

$$\pi_{CA} = \frac{p_{0в}}{p_1} > \pi_{CAкр}, \quad (8.15)$$

где $\pi_{CAкр} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$. Для этого в сопловых аппаратах используют

отдельные сверхзвуковые сопла круглого или прямоугольного сечения с прямой осью, расположенной под углом $\alpha_{1д}$ к плоскости вращения рабочего колеса.

Рассмотрим течение газа в таком сопловом аппарате (рис. 8.8).

Обычно сверхзвуковые сопла проектируются так, чтобы на расчетном режиме работы давление газа в сечении АВ было равно давлению за сопловым аппаратом, т. е. $p_{AB} = p_1$. В этом случае участок ВС в расширении газа не участвует.

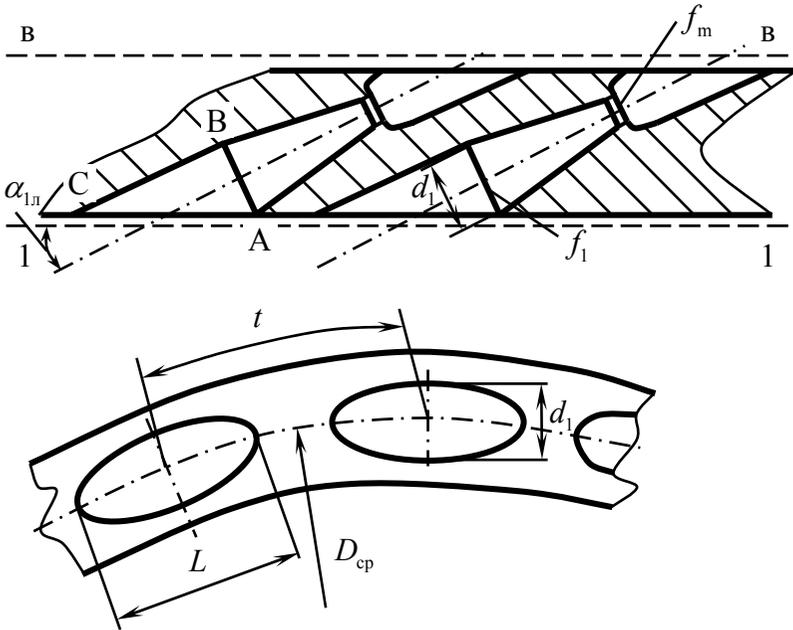


Рис. 8.8 Сопловой аппарат турбины при сверхкритических перепадах давления

Диаметр выходного сечения сопла $d_1 = 2\sqrt{\frac{f_1}{\pi}}$, где f_1 – его площадь. Площадь может быть найдена по формуле

$$f_1 = \frac{F_1}{z}, \quad (8.16)$$

где F_1 – суммарная площадь выходного сечения сопел ступени; z_c – число сопел. Суммарная площадь F_1 может быть найдена из уравнения расхода

$$F_1 = \frac{\dot{m}_T}{\rho_1 c_1}, \quad (8.17)$$

где \dot{m}_T – расход газа через турбину,; ρ_1 и c_1 – соответственно плотность и скорость газа в сечении 1 – 1 (на выходе из соплового аппарата).

Таким образом, необходимый диаметр выходного сечения сопла можно рассчитать по формуле

$$d_1 = 2 \sqrt{\frac{\dot{m}_T}{z_c \pi \rho_1 c_1}}. \quad (8.18)$$

Из выражения (8.18) видно, что при малых секундных массовых расходах и больших скоростях течения газа, характерных для автономных турбин, диаметр выходного сечения сопла будет очень мал. Это ведет к трудностям в их изготовлении и к возрастанию гидравлических потерь. Поэтому в автономных турбинах часто идут по пути увеличения диаметра d_1 за счет снижения числа сопел z_c . При этом сопла располагают не по всей окружности, а только на ее отдельных участках. Отношение длины окружности, занятой соплами, ко всей ее длине называют *степенью парциальности турбины*:

$$\varepsilon_{\text{п}} = \frac{L z_c}{\pi D_{\text{сп}}}, \quad (8.19)$$

где $L = \frac{d_1}{\sin\alpha_1}$ – длина большой оси эллипса выходного сечения сопла; $D_{\text{ср}}$ – диаметр средней линии выходных сечений сопел.

При частичном подводе газа неизбежно перетекание газа по окружности рабочего колеса из областей, где в данный момент происходит подача газа, в области, где подачи нет (рис. 8.9). Это приводит к выравниванию давлений на входе и на выходе из рабочего колеса, т.е. при частичном подводе $p_1 = p_2$. Следовательно, частичный подвод газа применим только в активных турбинах.

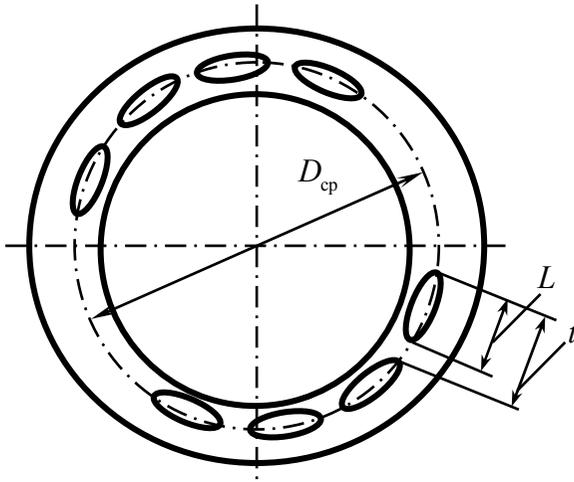


Рис. 8.9 Сопловой аппарат турбины с частичным подводом газа

Плотность расположения сопел характеризуется *коэффициентом стеснения выходного сечения соплового аппарата* $k_1 = \frac{t}{L}$, где t – шаг расположения сопел. Значения коэффициента стеснения для круглых сопел обычно лежат в пределах $k_1 = 1,06 \dots 1,12$.

В ЖРД с дожиганием генераторного газа предкамерные турбины работают в условиях необходимости больших расходов газа через турбину. Кроме того, так как после турбины отработавший газ подается в камеру сгорания на дожигание, давление на выходе из турбины должно быть выше давления в камере сгорания ($p_2 > p_k$). Следовательно, в предкамерных турбинах невозможно создать сверхкритический перепад давления, т.е. обеспечить высокие значения $\pi_{CA} = \frac{P_{0в}}{P_1}$. При докритических или близких к критическим перепадах давления сопловой аппарат целесообразно выполнять лопаточным, т.е. с большим проходным сечением.

Рассмотрим течение газа в межлопаточном канале такого соплового аппарата (рис. 8.10).

В наименьшем проходном сечении сопловых каналов АВ с площадью f_m (минимальная) газ течет с абсолютной скоростью \vec{c}_{AB} под углом $\alpha_{1л}$ к плоскости вращения рабочего колеса. Давление в сечении АВ равно расчетному значению p_1 . В этом случае участок ВСА в расширении газа не участвует. Поэтому $c_{AB} = c_{1ад}$ и определяется величиной теплоперепада и параметрами газа на входе в сопловой аппарат, а суммарная площадь минимальных проходных сечений F_m определяется выражением

$$F_m = \frac{\dot{m}_T}{\rho_1 c_{AB}}. \quad (8.20)$$

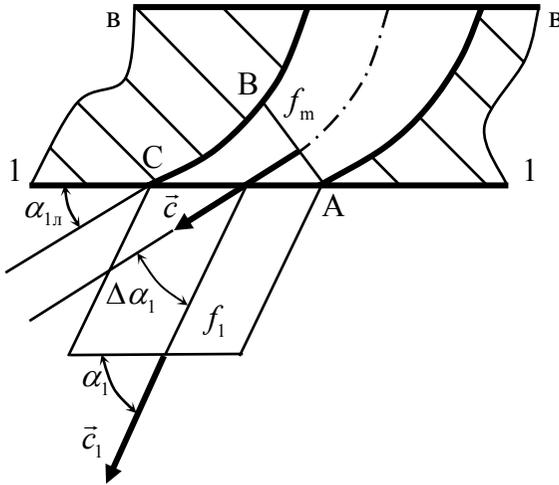


Рис. 8.10 Течение газа в межлопаточном канале соплового аппарата с докритическим перепадом давления

При сверхкритических перепадах давления в сечении АВ устанавливается давление $p_k = p_{0в} \pi_{ткр}$, большее, чем p_1 . В этом случае в косом срезе сопел (участок ВСА) в результате действия сил давления со стороны участка ВС происходит поворот потока на угол $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_{1л}$. В результате происходит увеличение площади поперечного сечения струи ($f_1 > f_m$), из-за чего давление газа падает, а скорость увеличивается.

Выводы:

1. Течение газа в сопловом аппарате турбины аналогично по характеру течению газа в реактивном сопле камеры ЖРД. Различия между идеальным и действительным течением газа учитываются скоростным коэффициентом соплового аппарата $\varphi_{СА}$.

2. В автономных турбинах используются сопловые аппараты в виде отдельных сверхзвуковых сопел и в некоторых случаях используется парциальный подвод газа к рабочему колесу (только в активных турбинах).

3. В предкамерных турбинах используются лопаточные сопловые аппараты. В них при сверхкритических перепадах давления происходит дополнительный поворот потока со следующим из него дополнительным расширением и разгоном газа.

8.4 Течение газа в каналах рабочего колеса турбины

Рассмотрим физические процессы, происходящие в каналах рабочего колеса турбины при протекании через него 1 кг газа. Как уже известно, в рабочем колесе происходит изменение абсолютной скорости газа по величине и по направлению (поворот потока), а в реактивной турбине, кроме того, – расширение газа.

Рассмотрим план скоростей ступени турбины. *Планом скоростей ступени турбины* называется графическое отображение соотношений скоростей газа и их составляющих, представляющее собой совмещенные треугольники скоростей на входе и выходе из рабочего колеса.

На рис. 8.11 α_1 – угол потока на выходе из соплового аппарата, β_1 – угол входа потока в рабочее колесо, α_2 – угол выхода потока из турбины (ступени), β_2 – угол выхода потока из рабочего колеса, $\Delta c_u = c_{1u} - c_{2u}$ – закрутка потока в абсолютном движении, $\Delta w_u = w_{1u} - w_{2u}$ – закрутка потока в относительном движении.

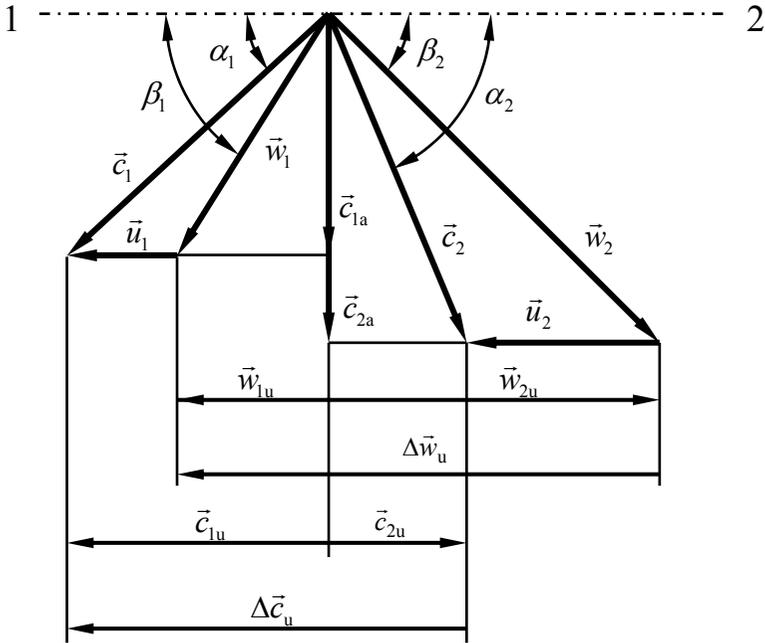


Рис. 8.11 План скоростей ступени турбины

Поскольку в подвижной системе координат, связанной с рабочим колесом, газ не совершает внешней работы, то для осевой турбины при отсутствии гидравлических потерь энергии в рабочем колесе уравнение сохранения энергии для 1 кг газа запишется следующим образом:

$$c_p T_1 + \frac{w_1^2}{2} = c_p T_{2ад} + \frac{w_{2ад}^2}{2}. \quad (8.21)$$

Отсюда найдем относительную скорость газа на выходе из рабочего колеса идеальной турбины:

$$w_{2ад} = \sqrt{w_1^2 + 2c_p (T_1 - T_{2ад})}. \quad (8.22)$$

Считая, что $T_1 \approx T_{1ад}$, и учитывая, что

$$h_{рК} = c_p (T_{1ад} - T_{2ад}) = \rho_T h_T, \quad (8.23)$$

можем записать:

$$w_{2ад} = \sqrt{w_1^2 + 2\rho_T h_T}. \quad (8.24)$$

Для активной ступени $\rho_T = 0$ и, следовательно, $w_{2ад} = w_1$.

Поскольку в реальной турбине в проточной части рабочего колеса имеются гидравлические сопротивления, они уменьшают относительную скорость потока на выходе из межлопаточного канала, что учитывается *скоростным коэффициентом рабочего колеса*:

$$\psi = \frac{w_2}{w_{2ад}}. \quad (8.25)$$

Преобразование энергии в рабочем колесе зависит не только от абсолютной величины относительной скорости газа на выходе, но и от угла выхода потока из рабочего колеса β_2 .

Выведем выражение для β_2 из уравнения расхода газа через рабочее колесо турбины:

$$\dot{m}_T = \rho_2 F_2 c_{2а}, \quad (8.26)$$

где $c_{2а} = w_2 \sin \beta_2$; ρ_2 – плотность газа на выходе из рабочего колеса; F_2 – площадь сечения, через которое истекает газ на выходе из рабочего колеса.

В общем случае парциального подвода газа, когда не вся площадь сечения рабочего колеса участвует в пропуске расхода газа, $F_2 = \varepsilon_{\text{п}} F_{2\text{пр}}$, где $\varepsilon_{\text{п}}$ – степень парциальности турбины (ступени); $F_{2\text{пр}}$ – площадь проходного сечения всего колеса, которая может быть найдена по формуле $F_{2\text{пр}} = \frac{\pi D_{2\text{ср}} l_2}{k_2}$, при этом $k_2 = 1,05 \dots 1,10$ – коэффициент стеснения выходного сечения рабочего колеса, учитывающий толщину лопаток.

Таким образом,

$$F_2 = \frac{\varepsilon_{\text{п}} \pi D_{2\text{ср}} l_2}{k_2}. \quad (8.27)$$

Тогда

$$\dot{m}_{\text{т}} = \frac{\rho_2 \varepsilon_{\text{п}} \pi D_{2\text{ср}} l_2 w_2 \sin \beta_2}{k_2}. \quad (8.28)$$

Отсюда

$$\beta_2 = \arcsin \frac{k_2 \dot{m}_{\text{т}}}{\rho_2 \varepsilon_{\text{п}} \pi D_{2\text{ср}} l_2 w_2}. \quad (8.29)$$

Как видно из выражения (8.29), угол выхода потока при заданных расходе, относительной скорости на выходе и плотности газа зависит от среднего диаметра лопаточного венца и длины (высоты) лопатки и с их увеличением уменьшается, что, как будет показано ниже, приводит к повышению КПД турбины. Однако увеличение длины лопатки ограничивается условиями ее прочности и наступле-

нием отрыва пограничного слоя от стенок из-за увеличения диффузорности канала в меридиональном сечении.

Обычно проточная часть рабочего колеса выполняется с постоянной высотой лопаток ($l_2 = l_1$) или плавно расширяющейся ($l_2 > l_1$).

В связи с этим в активных ступенях угол β_2 принимается примерно равным углу β_1 , а в реактивных ступенях, для которых $w_2 > w_1$, угол β_2 , как правило, меньше β_1 .

Условия работы лопатки рабочего колеса по длине неодинаковы. Это связано прежде всего с изменением по длине лопатки окружной скорости u . Кроме того, оказывается переменным по длине и давление за сопловым аппаратом и рабочим колесом вследствие участия газа во вращательном движении. Давление по длине лопатки возрастает, а скорость c_1 соответственно уменьшается. Увеличение окружной скорости при одновременном уменьшении скорости на выходе из соплового аппарата c_1 сопровождается заметным увеличением по длине лопатки угла β_1 и приводит к необходимости "закручивать" входную кромку, увеличивая угол установки профиля $\beta_{1л}$ от основания к вершине лопатки.

У турбин с небольшой относительной длиной лопаток ($\frac{l}{D_{cp}} < \frac{1}{10} \dots \frac{1}{12}$) изменение окружной скорости и параметров газа по

радиусу проточной части и угла входа β_1 незначительно, поэтому лопатки выполняют с постоянным по длине профилем. При большой относительной длине лопаток, что может иметь место в осевых тур-

бинах ЖРД с дожиганием генераторного газа, пренебрежение изменением окружной и абсолютной скорости приводит к заметному увеличению потерь и снижению КПД турбины. В этом случае лопатки выполняются с переменным по высоте профилем.

Определим работу, совершаемую 1 кг газа при прохождении рабочего колеса турбины. Из основного уравнения лопаточных машин следует, что момент силы, действующей на лопатки рабочего колеса турбины, может быть найден из выражения

$$M_u = \dot{m}_T (c_{1u} r_1 - c_{2u} r_2), \quad (8.30)$$

а работа 1 кг газа на окружности рабочего колеса

$$L_u = \frac{M_u \omega}{\dot{m}_T} = \omega (c_{1u} r_1 - c_{2u} r_2) = c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2. \quad (8.31)$$

Для осевой турбины $u_1 = u_2 = u$, поэтому (см. рис. 8.11)

$$L_u = u \Delta c_u. \quad (8.32)$$

Поскольку

$$\vec{c}_{1u} = \vec{w}_{1u} + \vec{u} \quad (8.33)$$

и

$$\vec{c}_{2u} = \vec{w}_{2u} + \vec{u}, \quad (8.34)$$

то

$$\Delta \vec{c}_u = \vec{c}_{2u} - \vec{c}_{1u} = \vec{w}_{2u} - \vec{w}_{1u} = \Delta \vec{w}_u. \quad (8.35)$$

Поэтому

$$\Delta c_u = \Delta w_u \quad (8.36)$$

и

$$L_u = u(c_{1u} - c_{2u}) = u(w_{1u} - w_{2u}). \quad (8.37)$$

Приняв в качестве положительного направление вектора окружной скорости рабочего колеса \vec{u} , получим следующие выражения для проекций скоростей (см. рис. 8.11):

$$c_{1u} = c_1 \cdot \cos \alpha_1, \quad (8.38)$$

$$c_{2u} = -c_2 \cdot \cos \alpha_2, \quad (8.39)$$

$$w_{1u} = w_1 \cdot \cos \beta_1, \quad (8.40)$$

$$w_{2u} = -w_2 \cdot \cos \beta_2. \quad (8.41)$$

Тогда, подставляя выражения (8.38)...(8.41) в выражение (8.37), получим выражение для работы газа на окружности рабочего колеса турбины:

$$L_u = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \quad (8.42)$$

или

$$L_u = u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2). \quad (8.43)$$

Вывод: из выражений (8.42) и (8.43) следует, что работа 1 кг газа на окружности рабочего колеса турбины возрастает при увеличе-

нии скоростей c_1 и w_2 и при уменьшении углов α_1 и β_2 (т.е. при увеличении закрутки потока). Отсюда следует, что при заданном значении окружной скорости u увеличение работы на окружности рабочего колеса осевой турбины может быть достигнуто уменьшением углов α_1 и β_2 , а также увеличением располагаемого теплоперепада в турбине, что вызывает увеличение скоростей c_1 и w_2 . Скорости c_1 и w_2 зависят также и от величины скоростных коэффициентов соплового аппарата φ_{CA} и рабочего колеса ψ , т.е. от величины потерь в проточной части турбины. Увеличение коэффициентов φ_{CA} и ψ приводит к возрастанию работы на окружности рабочего колеса.

8.5 Коэффициенты полезного действия и мощность турбины

Степень совершенства турбины оценивается ее *коэффициентами полезного действия*, представляющими собой отношение работы турбины к располагаемому теплоперепаду.

Отношение работы на окружности рабочего колеса L_u к располагаемому теплоперепаду называется *окружным КПД турбины*:

$$\eta_u = \frac{L_u}{h_t}. \quad (8.44)$$

Окружной КПД учитывает потери энергии в сопловом аппарате, профильные потери и потери с выходной скоростью.

Потери в сопловом аппарате – это уменьшение кинетической энергии реального потока газа по сравнению с идеальным.

Как было установлено, потери в сопловом аппарате связаны с адиабатической скоростью потока $c_{1ад}$ соотношением (8.14)

$$\Delta h_{CA} = \frac{c_{1ад}^2}{2} (1 - \varphi_{CA}^2).$$

Адиабатическая скорость связана с теплоперепадом, преобразующимся в сопловом аппарате в кинетическую энергию газового потока, выражением

$$c_{1ад} = \sqrt{2h_{CA}} = \sqrt{2h_T (1 - \rho_T)}. \quad (8.45)$$

Подставляя выражение (8.45) в выражение (8.14), получим

$$\Delta h_{CA} = h_T (1 - \rho_T) (1 - \varphi_{CA}^2). \quad (8.46)$$

Очевидно, что потери в сопловом аппарате активной турбины (при $\rho_T = 0$) больше, чем в сопловом аппарате реактивной турбины.

Типичными значениями скоростного коэффициента соплового аппарата турбин, используемых в ЖРД, являются следующие: для круглых сопел – $\varphi_{CA} = 0,92 \dots 0,95$, для лопаточного соплового аппарата – $\varphi_{CA} = 0,94 \dots 0,96$.

Профильные потери – это потери, возникающие в рабочем колесе при обтекании потоком газа профиля лопаток. Они обусловлены трением, вихреобразованием и возникновением скачков уплотнения.

Значение профильных потерь определяется уменьшением кинетической энергии газа в относительном движении по сравнению с идеальным случаем, т.е.

$$\Delta h_{PK} = \frac{w_{2ад}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{w_{2ад}^2}{2} (1 - \psi^2). \quad (8.47)$$

Коэффициент скорости ψ уменьшается при увеличении угла изгиба профиля θ и отклонения угла атаки от расчетного значения, так

как при этом разбухает и отрывается пограничный слой у спинки профиля. При увеличении отношения $\frac{\beta_{1л}}{\beta_{2л}}$, т.е. при увеличении кон-фузорности лопаточного канала, ψ растет.

Значение профильных потерь снижается с уменьшением густоты решетки, так как уменьшается суммарная поверхность профилей лопаток.

Поскольку газ на выходе из рабочего колеса обладает некоторой скоростью c_2 и кинетической энергией $\frac{c_2^2}{2}$, *потери с выходной скоростью* можно определить с помощью выражения

$$\Delta h_{\text{ВЫХ}} = \frac{c_2^2}{2}. \quad (8.48)$$

На практике используется такой параметр, как *относительная величина потерь с выходной скоростью*:

$$\Delta \bar{h}_{\text{ВЫХ}} = \frac{c_2^2}{2h_t}. \quad (8.49)$$

Введем понятие *эквивалентной скорости истечения газа*:

$$c_0 = \sqrt{2h_t}. \quad (8.50)$$

Это – скорость, которую имел бы газ на выходе из турбины, если бы весь располагаемый теплоперепад был преобразован в кинетическую энергию потока. Тогда можно записать, что

$$\Delta \bar{h}_{\text{вых}} = \left(\frac{c_2}{c_0} \right)^2. \quad (8.51)$$

Потери с выходной скоростью составляют наибольшую часть всех потерь в турбине.

Работа, передаваемая рабочим колесом на вал турбины, называется *внутренней работой турбины* L_i . Она меньше работы газа на окружности рабочего колеса на величину концевых потерь и потерь энергии, затраченных на трение диска о газ:

$$L_i = L_u - \Delta h_{\text{конц}} - \Delta h_{\text{тр}}. \quad (8.52)$$

Концевые потери обусловлены трением в пограничном слое, образующемся на концевых поверхностях, вихреобразованием в межлопаточном канале и перетеканием газа в радиальном зазоре.

Увеличение плотности решетки $\frac{b}{t}$ и длины лопатки, уменьшение угла изгиба профиля θ и угла атаки i , а также уменьшение радиальных зазоров способствуют снижению концевых потерь.

Противоположное влияние плотности решетки на профильные и концевые потери приводит к существованию оптимальной плотности, при которой суммарные потери оказываются минимальными:

$$\left(\frac{b}{t} \right)_{\text{опт}} = 1,55 \dots 1,65.$$

В парциальных турбинах дополнительно имеют место потери на вентиляцию и «выколачивание».

Потери на вентиляцию – это потери энергии на перемещение газа, заполняющего неработающие межлопаточные каналы, по отно-

шению к стенкам корпуса и трением кромок неработающих лопаток о газ.

Потери на «выколачивание» возникают потому, что при подходе к соплам лопаток, на которые в предыдущий момент газ не поступал, часть энергии струи затрачивается на ускорение газа, заполняющего межлопаточные каналы.

С целью уменьшения потерь на «выколачивание» рекомендуется сопла располагать подряд в виде одного соплового сегмента, а не группами или отдельными соплами.

Потери, связанные с трением диска о газ, вентиляцией и «выколачиванием», определяются опытным путем.

Отношение внутренней работы турбины к располагаемому теплореперяду называется *внутренним КПД турбины*:

$$\eta_i = \frac{L_i}{h_T} . \quad (8.53)$$

Эффективной работой турбины называется отнесенная к 1 кг газа работа, снимаемая с вала турбины. Эта работа меньше внутренней на величину механических потерь:

$$L_T = L_i - \Delta h_{\text{мех}} . \quad (8.54)$$

Механические потери – это потери на трение в подшипниках и контактных уплотнениях.

Отношение эффективной работы турбины к внутренней работе называется *механическим КПД*:

$$\eta_M = \frac{L_T}{L_i} . \quad (8.55)$$

Обычно турбины ЖРД имеют значение механического КПД в пределах $0,97 \dots 0,99$.

Отношение эффективной работы турбины к располагаемому перепаду называется *эффективным КПД турбины*:

$$\eta_T = \frac{L_T}{h_T}. \quad (8.56)$$

Он учитывает все потери энергии в турбине в процессе преобразования располагаемого теплоперепада в работу на валу турбины.

Очевидно, что для рассмотренных параметров справедливо соотношение

$$\eta_T = \eta_M \eta_i. \quad (8.57)$$

В теории газовых турбин рассматривают также окружную, внутреннюю и эффективную мощности турбины:

$$N_u = \dot{m}_T L_u, \quad (8.58)$$

$$N_i = \dot{m}_T L_i, \quad (8.59)$$

$$N_e = \dot{m}_T L_e. \quad (8.60)$$

Вывод: параметрами, характеризующими свойства газовой турбины как агрегата системы подачи топлива, являются окружная, внутренняя и эффективная мощности, эффективный, окружной, внутренний и механический коэффициенты полезного действия.

Лекция 8.3

Основные положения теории турбин (продолжение)

8.6 Влияние основных факторов на КПД осевой активной турбины

Основную долю потерь в турбине составляют потери с выходной скоростью, потери в сопловом аппарате и в рабочем колесе, поэтому предметом дальнейшего рассмотрения будет окружной КПД, учитывающий эти потери.

Установим основные факторы, влияющие на величину η_u . Для этого запишем выражение для окружного КПД, используя выражения (8.43) и (8.44):

$$\eta_u = \frac{L_u}{h_T} = \frac{u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{h_T}. \quad (8.61)$$

Так как

$$h_T = \frac{c_0^2}{2}, \quad (8.62)$$

то получим

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_0} \frac{w_1 \cos \beta_1}{c_0} \left(1 + \frac{w_2 \cos \beta_2}{w_1 \cos \beta_1} \right). \quad (8.63)$$

Из треугольника скоростей на входе в рабочее колесо (рис. 8.11) следует, что

$$w_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \alpha_1 - u. \quad (8.64)$$

Так как $c_1 = \varphi_{CA} c_{1ад}$, а для активной турбины $c_{1ад} = c_0$, то

$$w_1 \cos \beta_1 = \varphi_{CA} c_0 \cos \alpha_1 - u. \quad (8.65)$$

Поскольку для активной турбины $w_2 = \psi w_1$, выражение (8.63) можем представить в виде

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_0} \left(\varphi_{CA} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_0} \right) \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right). \quad (8.66)$$

Как видно из выражения (8.66), окружной КПД активной турбины зависит от скоростных коэффициентов φ_{CA} и ψ , отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$ и углов α_1 и β_2 . Угол β_1 в число независимых параметров не входит, так как его величина постоянна при фиксированных значениях $\frac{u}{c_0}$, α_1 и φ_{CA} . Обычно в активной турбине $\beta_1 \approx \beta_2$.

При увеличении скоростных коэффициентов φ_{CA} и ψ окружной КПД растет. В наибольшей степени на η_u влияет φ_{CA} , так как скорости, а следовательно, и потери в сопловом аппарате активной турбины намного выше, чем в рабочем колесе.

При уменьшении угла выхода потока из соплового аппарата α_1 окружной КПД турбины η_u растет. Поскольку в реальности при уменьшении α_1 происходит существенное снижение φ_{CA} и ψ из-за увеличения длины каналов соплового аппарата и увеличения угла изгиба профиля θ , окружной КПД растет только до $\alpha_1 \approx 12 \dots 15^\circ$, а затем начинает уменьшаться.

Уменьшение угла выхода потока из рабочего колеса β_2 при прочих равных условиях также приводит к увеличению окружного КПД η_u . Однако при этом растет θ , следовательно, уменьшается скорост-

ной коэффициент рабочего колеса ψ . Поэтому для каждой активной турбины существует некоторый оптимальный угол β_2 .

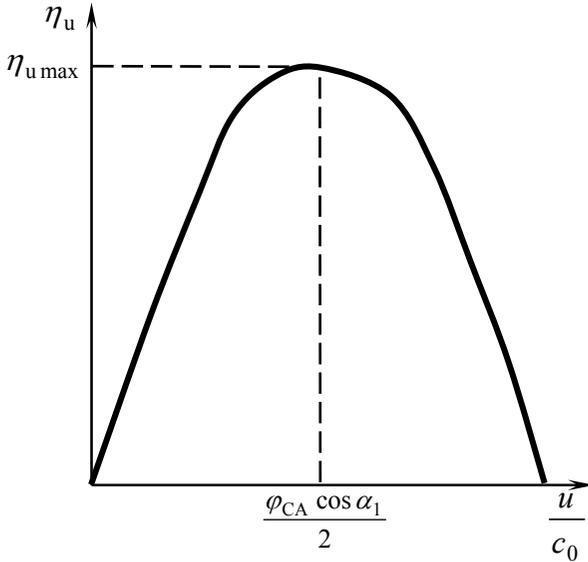


Рис. 8.12 Зависимость окружного КПД турбины от отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$

Основное влияние на η_u оказывает отношение скоростей $\frac{u}{c_0}$.

Пусть $h_T = \text{const}$, а следовательно, $c_0 = \text{const}$. Тогда зависимость окружного КПД от отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$ представляет собой квадратичную функцию с отрицательным коэффициентом при старшем члене. При $\frac{u}{c_0} = 0$ (колесо не вращается) окружной КПД $\eta_u = 0$;

при $\frac{u}{c_0} = \varphi_{CA} \cos \alpha_1$ (нет поворота потока) $\eta_u = 0$; наивыгоднейшее

отношение скоростей –

$$\left(\frac{u}{c_0} \right)_{\text{нв}} = \frac{\varphi_{CA} \cos \alpha_1}{2}. \quad (8.67)$$

Практически можно считать, что максимум окружного КПД соответствует минимуму относительных потерь с выходной скоростью, что имеет место при осевом выходе газа из турбины ($\alpha_2 = 90^\circ$).

Вывод: коэффициент полезного действия осевой активной турбины зависит от потерь энергии с выходной скоростью, в сопловом аппарате и рабочем колесе, направления потока на входе и выходе из рабочего колеса и отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$. Существуют оптималь-

ные значения углов выхода потока из соплового аппарата α_1 и из рабочего колеса β_2 , а также отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$, при которых КПД

осевой активной турбины максимален.

8.7 Влияние основных факторов на КПД осевой реактивной турбины

Окружной КПД осевой реактивной турбины зависит от тех же параметров, что и для активной, и дополнительно от степени реактивности ρ_r .

Опыт показывает, что качественное влияние коэффициентов φ_{CA} и ψ , углов α_1 и β_2 на η_u , а также отношения скоростей $\frac{u}{c_0}$ для реак-

тивной турбины остается таким же, как для активной турбины, но количественные результаты зависят от степени реактивности ρ_r .

Увеличение степени реактивности приводит к снижению располагаемого теплоперепада в сопловом аппарате, а значит, к снижению доли потерь в сопловом аппарате и увеличению доли потерь в рабочем колесе. Следовательно, чем выше ρ_r , тем слабее влияние на η_u скоростного коэффициента соплового аппарата φ_{CA} и сильнее влияние скоростного коэффициента рабочего колеса ψ .

При увеличении степени реактивности растет относительная скорость газа на выходе из рабочего колеса w_2 .

При постоянной абсолютной скорости c_2 для того, чтобы получить угол $\alpha_2 = 90^\circ$, соответствующий $\left(\frac{u}{c_0}\right)_{HB}$, при большем значении w_2 окружная скорость рабочего колеса u должна быть больше. Это приводит к тому, что значение $\left(\frac{u}{c_0}\right)_{HB}$ растет с увеличением ρ_r .

Целесообразное значение ρ_r выбирается с учетом различных факторов, в том числе исходя из допустимых значений окружной скорости рабочего колеса.

Для автономных турбин характерны большие теплоперепады и соответствующие им большие эквивалентные скорости c_0 . Допустимые отношения $\frac{u}{c_0}$ оказываются небольшими (0,25...0,35). Посколь-

ку здесь нет смысла увеличивать значение $\left(\frac{u}{c_0}\right)_{HB}$ за счет увеличения

степени реактивности ρ_r , в ЖРД без дожигания используются в основном активные турбины.

В ЖРД с дожиганием генераторного газа более выгодным является использование реактивных турбин.

Вывод: окружной КПД осевой реактивной турбины зависит от степени реактивности турбины. Целесообразное значение степени реактивности определяется с учетом ограничений, накладываемых на параметры рабочего колеса требованиями прочности. В ЖРД открытой схемы используются преимущественно активные турбины, а в ЖРД закрытой схемы более выгодно использование реактивных турбин.

8.8 Многоступенчатые турбины

При заданных значениях α_1 , $\varphi_{сЛ}$, ψ и степени реактивности ρ_r максимальный окружной КПД турбины имеет место при соотношении скоростей $\left(\frac{u}{c_0}\right)_{нв}$. Этому отношению соответствует наимыгоднейшая окружная скорость рабочего колеса

$$u_{нв} = \left(\frac{u}{c_0}\right)_{нв} \times c_0 = \left(\frac{u}{c_0}\right)_{нв} \sqrt{2h_t}. \quad (8.68)$$

С увеличением располагаемого теплоперепада h_t наимыгоднейшая окружная скорость рабочего колеса возрастает. Но ее величина ограничена прочностью лопаток и длина рабочего колеса. Поэтому при больших теплоперепадах оказывается $u_{доп} \ll u_{нв}$. В этих случаях переход от одноступенчатой турбины к многоступенчатой дает возможность без повышения окружной скорости рабочего колеса повысить КПД турбины.

По способу организации рабочего процесса многоступенчатые турбины делятся на турбины со ступенями скорости и турбины со ступенями давления.

8.8.1 Многоступенчатые турбины со ступенями скорости

Рассмотрим течение газа в двухступенчатой турбине со ступенями скорости (рис. 8.13).

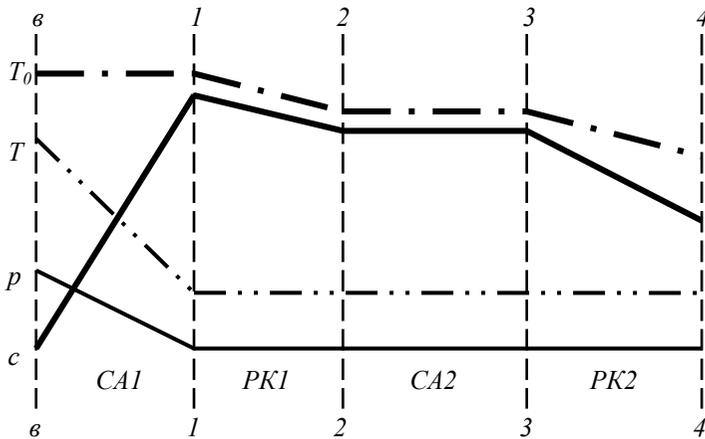


Рис. 8.13 Изменение параметров газа в двухступенчатой турбине со ступенями скорости

В турбинах со ступенями скорости весь располагаемый теплорепад $h_t = h_{CA}$ расходуется в сопловом аппарате 1-й ступени (CA1). В последующих элементах турбины – рабочем колесе 1-й ступени (PK1), сопловом (направляющем) аппарате (CA2) и рабочем колесе 2-й ступени (PK2) – располагаемый теплорепад равен нулю.

На выходе из PK1 скорость c_2 меньше скорости на входе в PK1 c_1 , но еще велика и направлена не в осевом направлении ($\alpha_2 < 90^\circ$). Газ поступает в сопловой аппарат 2-й ступени CA2, где изменяет направление, а затем в PK2, в котором снова совершает работу. Ско-

рость c_4 на выходе из 2-й ступени оказывается еще меньше и приближается к осевому направлению, благодаря чему снижаются потери с выходной скоростью и КПД турбины увеличивается.

Построим план скоростей для одноступенчатой турбины, имеющей следующие параметры (рис. 8.14, а):

1) углы входа и выхода потока из рабочего колеса равны между собой ($\beta_1 = \beta_2$);

2) потери скорости в рабочем колесе пренебрежимо малы ($\psi = 1$);

3) отношение скоростей $\frac{u}{c_0}$ равно наивыгоднейшему, следовательно, поток выходит из турбины строго в осевом направлении ($\alpha_2 = 90^\circ$).

Сравним построенный план с планом скоростей двухступенчатой турбины с таким же теплоперепадом $h_T = \frac{c_0^2}{2}$ при окружной скорости рабочих колес $u_{II} = \frac{1}{2}u$, принимая следующие условия (рис. 8.14, б):

$$\beta_1 = \beta_2,$$

$$\alpha_2 = \alpha_3,$$

$$\beta_3 = \beta_4,$$

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{c_3}{c_2} = \frac{w_4}{w_3}.$$

Для того чтобы турбина имела максимальный КПД, угол выхода потока из турбины α_4 должен быть равен 90° .

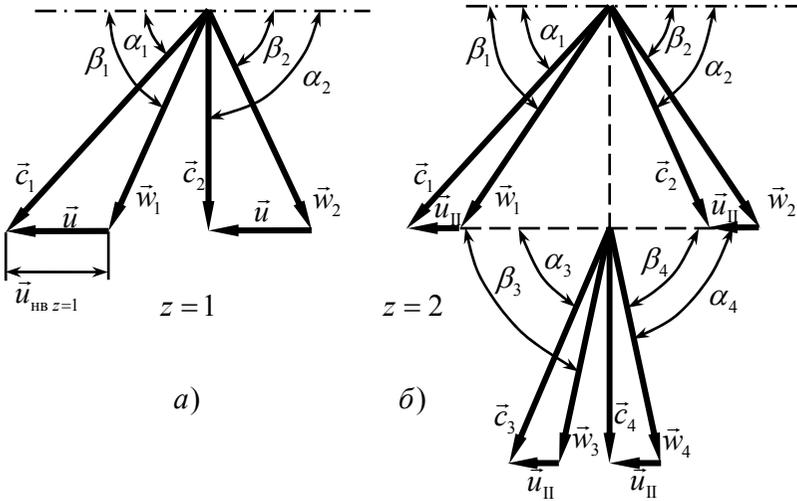


Рис. 8.14. К влиянию числа ступеней турбины со ступенями скорости на значение $\left(\frac{u}{c_0}\right)_{\text{НВ}}$

Тогда для двухступенчатой турбины наиболее выгодное отношение скоростей можно определить из условия подобия треугольников скоростей:

$$\left(\frac{u}{c_0}\right)_{\text{НВ}, z=2} = \frac{u_{z=2}}{c_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{u}{c_0}\right)_{\text{НВ}, z=1} = \frac{\varphi_{\text{CA}} \cos \alpha_1}{4}. \quad (8.69)$$

Аналогично можно доказать, что при наличии z ступеней

$$\left(\frac{u}{c_0}\right)_{\text{НВ}, z} = \frac{\varphi_{\text{CA}} \cos \alpha_1}{2z}. \quad (8.70)$$

Таким образом, наивыгоднейшее отношение скоростей $\frac{u}{c_0}$, а следовательно, наивыгоднейшая окружная скорость рабочего колеса обратно пропорциональна числу ступеней.

Значительное снижение $u_{\text{нв}}$ – основное преимущество турбины со ступенями скорости.

Недостатком турбины со ступенями скорости является снижение максимального возможного КПД с увеличением числа ступеней. Это происходит из-за более высокой относительной скорости на входе в РК1, что приводит к увеличению потерь, а также из-за дополнительных гидравлических потерь в каждой новой ступени.

Применение чисто активных турбин со ступенями скорости может оказаться целесообразным в случаях, когда допустимое отношение

$$\frac{u}{c_0} \leq 0,22 \dots 0,25.$$

В турбинах без парциального подвода газа могут применяться рабочие колеса с небольшой степенью реактивности, что позволяет использовать тепло, выделяющееся на гидравлических сопротивлениях и таким образом повышать общий КПД турбины. Степень реактивности по колесам турбины распределяется так, чтобы меридиональный профиль проточной части турбины был возможно более плавным.

8.8.2 Многоступенчатые турбины со ступенями давления

В турбине со ступенями давления располагаемый теплоперепад h_T распределяется между отдельными ступенями, в каждой из которых происходят те же процессы, что и в одноступенчатой турбине.

Турбины со ступенями давления могут состоять как из активных, так и из реактивных ступеней. Изобразим изменение параметров газа в турбине активными ступенями давления (рис. 8.15).

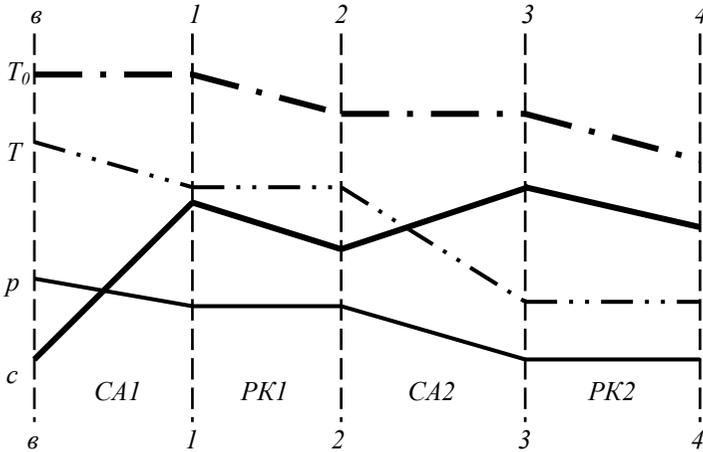


Рис. 8.15 Изменение параметров газа в двухступенчатой турбине с активными ступенями давления

В турбинах с реактивными ступенями давление и температура падают и в сопловых аппаратах, и в рабочих колесах.

Пусть общий теплоперепад распределен равномерно между z ступенями. В этом случае наивыгоднейшее отношение скоростей

$\left(\frac{u}{c_0}\right)_{\text{НВ}}$ равно для всех ступеней и для турбины в целом (рис. 8.16).

Тогда располагаемый теплоперепад в одной ступени

$$h_{\text{ст}} = \frac{h_{\text{T}}}{z} \quad (8.71)$$

и наивыгоднейшая окружная скорость вращения для одной ступени

$$u_{\text{HBст}} = \left(\frac{u_{\text{ст}}}{c_{0\text{ст}}} \right)_{\text{HB}} \cdot \sqrt{2h_{\text{ст}}} = \left(\frac{u}{c_0} \right)_{\text{HB}} \cdot \sqrt{\frac{2h_{\text{т}}}{z}} = u_{\text{HB}} \frac{1}{\sqrt{z}}. \quad (8.72)$$

Таким образом, недостатком турбин со ступенями давления является более медленное снижение u_{HB} с увеличением числа ступеней. Однако максимальное значение КПД у них выше, так как меньше относительная скорость движения газа в межлопаточных каналах.

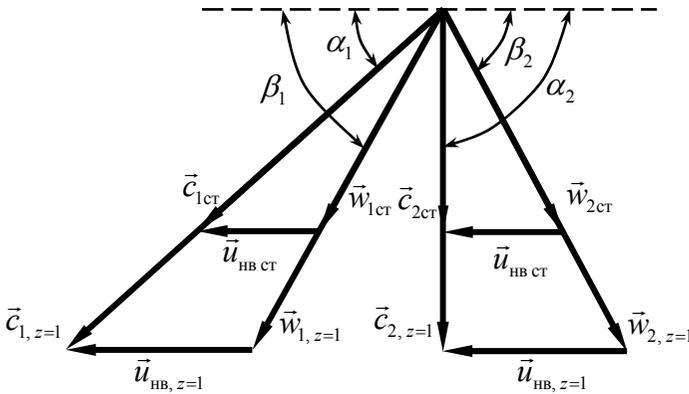


Рис. 8.16 План скоростей одноступенчатой турбины и ступени турбины при одинаковых значениях $\left(\frac{u}{c_0} \right)_{\text{HB}}$

Вывод: многоступенчатая конструкция турбин позволяет снизить значение наимыгоднейшей с энергетической точки зрения окружной скорости вращения рабочего колеса u_{HB} до приемлемого с точки зрения прочности уровня. С точки зрения максимального КПД более выгодны турбины со ступенями давления, а с точки зрения снижения u_{HB} – турбины со ступенями скорости.

теристик двигателя, тяги, прочности и надежности, а также в системе управления. Такими основными параметрами являются давление и секундный массовый расход рабочих тел во всех агрегатах и узлах двигателя, а также мощность агрегатов ТНА. Для их расчета создается математическая модель двигателя, т.е. система уравнений, отражающая взаимосвязь между расходами, давлениями и мощностями в различных агрегатах и узлах двигателя.

Взаимосвязь между давлениями в различных частях двигателя может быть представлена в виде диаграммы давлений – графического отображения соотношения давлений в ПГС двигателя. Диаграмма давлений представляет собой граф, в котором значениям статического давления рабочих тел в характерных точках (сечениях) ПГС двигателя соответствуют горизонтальные линии, а перепады давлений в агрегатах и узлах двигателя изображаются в виде векторов, значения длины которых соответствуют значениям перепадов давления в выбранном масштабе, направление вниз означает снижение давления, а направление вверх — повышение давления.

На рис. 9.1 изображена в общем виде диаграмма давлений ЖРД с дожиганием окислительного газа, составленная на основе его упрощенной принципиальной схемы (см. рис. 5.5).

Нижняя линия диаграммы давлений обозначает значение давления внешней среды, при котором работает ЖРД, – $p_{вс}$. Абсолютное давление $p_{бг}^{вх}$ на выходе из бака горючего выше давления внешней среды на величину $\Delta p_{бг}$, складывающуюся из давления наддува и давления столба жидкости в баке. Давление на входе в насос горючего первой ступени $p_{нг1}^{вх}$ меньше давления на выходе из бака горючего на величину гидравлических потерь давления в подводящем трубо-

проводе горючего 1 $\Delta p_{\text{тпг1}}$. Насос горючего первой ступени повышает давление горючего на величину перепада $\Delta p_{\text{нг1}}$. Давление на входе в камеру сгорания $p_{\text{к}}$ меньше давления на выходе из насоса горючего первой ступени $p_{\text{нг1}}^{\text{ВЫХ}}$ на величину гидравлических потерь давления в подводящем трубопроводе 3 (включающем рубашку охлаждения камеры) – $\Delta p_{\text{тпг3}}$ и в форсунках горючего – $\Delta p_{\text{фг}}$. Расширяясь в реактивном сопле, продукты сгорания снижают свое давление на величину перепада давлений в камере $\Delta p_{\text{к}}$, достигая значения давления внешней среды $p_{\text{вс}}$.

В двигателе с дожиганием окислительного газа не все горючее поступает в камеру после насоса НГ1. Считая гидравлические потери между выходом из насоса НГ1 и входом в насос НГ2 незначительными, можем изобразить на диаграмме давлений давление на входе в НГ2 $p_{\text{нг2}}^{\text{ВХ}}$ равным давлению $p_{\text{нг1}}^{\text{ВЫХ}}$. В насосе второй ступени НГ2 давление горючего дополнительно повышается на величину $\Delta p_{\text{нг2}}$, достигая максимального значения давления горючего в двигателе $p_{\text{нг2}}^{\text{ВЫХ}}$. В результате потерь давления в трубопроводе 2 на величину $\Delta p_{\text{тпг2}}$ давление горючего снижается до значения давления на входе в газогенератор $p_{\text{гг}}^{\text{ВХ}}$. Генераторный газ (газифицированный окислитель) имеет на выходе из газогенератора давление $p_{\text{гг}}^{\text{ВЫХ}}$, равное давлению на входе в газовую турбину $p_{\text{т}}^{\text{ВХ}}$. Затем, совершив работу на лопатках реактивной турбины и снизив давление на величину $\Delta p_{\text{т}}$, в результа-

те потерь в газовой турбине $\Delta p_{гв}$ и на форсунках окислителя $\Delta p_{фо}$, газ достигает давления на входе в камеру сгорания p_k .

В магистрали окислителя имеется один насос. За исключением этого отличия структура диаграммы давлений по линии окислителя аналогична структуре по линии горючего до входа в газогенератор. Начиная со входа в газогенератор до входа в камеру линии горючего и окислителя имеют общую ветвь, отражающую изменение давления в той части ПГС двигателя, где происходит выработка, расширение в газовой турбине и подача в камеру окислительного генераторного газа.

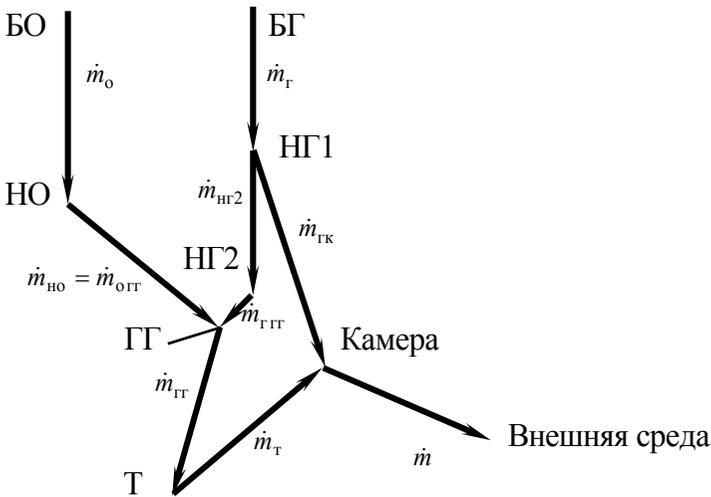


Рис. 9.2 Диаграмма расходов

Диаграмма расходов (рис. 9.2) представляет собой граф, вершины которого обозначают основные агрегаты системы подачи топлива (баки окислителя и горючего, насосы, газогенераторы и турбины, камеры двигателя), а векторы между ними – направление и абсолютное значение расходов рабочих тел между ними.

В ЖРД предельной схемы с дожиганием окислительного генераторного газа из бака окислителя в насос окислителя НО подается весь расход окислителя \dot{m}_o . После насоса весь окислитель подается в газогенератор ГГ. Секундный массовый расход газа из газогенератора складывается из расхода окислителя в газогенератор $\dot{m}_{огг}$ и расхода горючего в газогенератор $\dot{m}_{ггг}$. Расход газа из газогенератора $\dot{m}_{гг}$ равен расходу газа через турбину $\dot{m}_т$. Расход в камеру складывается из расхода генераторного газа через турбину и расхода «чистого» горючего $\dot{m}_{гк}$, выходящего из насоса горючего первой ступени НГ1. Разветвление графа в точке НГ1 отражает факт разделения расхода горючего после насоса горючего первой ступени на два потока – прямо в камеру и через насос НГ2 в газогенератор.

9.1.2 Аналитическая форма математической модели системы подачи топлива ЖРД

В дальнейших рассуждениях будем использовать *квазистационарную модель работы ЖРД*, которая предполагает, что любой из режимов работы двигателя является стационарным и переходные процессы отсутствуют. Квазистационарная математическая модель системы подачи топлива включает в себя уравнения расходов, уравнения давлений и уравнение баланса мощностей ТНА.

Уравнения давлений

Уравнения давлений получают на основе анализа диаграммы давлений. Конечный вид уравнений давления обусловлен следующими обстоятельствами:

1. Целью работы двигателя является создание определенного значения тяги, которое прямо пропорционально давлению в камере

сгорания, поэтому уравнения давления должны в явном виде содержать p_k .

2. Агрегатом, управляющим с энергетической точки зрения работой всего двигателя, является газовая турбина. В уравнениях давления желательно иметь в явном виде относительный перепад давлений на турбине $\pi_T = \frac{p_T^{BX}}{p_T^{ВЫХ}}$, так как он входит в уравнения

для расчета параметров турбины.

Для рассматриваемого случая с учетом перечисленных обстоятельств приведем уравнения давления.

1) *Уравнение давлений по магистрали окислителя* можно вывести нижеследующим образом.

Считая давление окружающей среды пренебрежимо малым (равным нулю), запишем второй закон Ньютона для давлений:

$$\Delta p_{\text{бо}} + \Delta p_{\text{но}} - \Delta p_{\text{тпо1}} - \Delta p_{\text{тпо2}} - \Delta p_{\text{гт}} - \Delta p_{\text{т}} - \Delta p_{\text{гв}} - \Delta p_{\text{фо}} - p_k = 0. \quad (9.1)$$

Тогда можно выразить перепад давления, создаваемый насосом окислителя, через другие члены последнего уравнения:

$$\Delta p_{\text{но}} = p_k \left(\left(1 + \Delta \bar{p}_{\text{фо}} + \Delta \bar{p}_{\text{гв}} \right) \pi_T - \sum_{i=1}^n \Delta \bar{p}_i \right), \quad (9.2)$$

где члены уравнения с чертой – относительные потери давления, т.е. абсолютные потери давления, деленные на давление в камере сгорания p_k , а выражение

$$\sum_{i=1}^n \Delta \bar{p}_i = \Delta \bar{p}_{\text{тп01}} + \Delta \bar{p}_{\text{тп02}} + \Delta \bar{p}_{\text{ГТ}} - \Delta \bar{p}_{\text{60}} \quad (9.3)$$

представляет собой сумму относительных потерь давления в магистрали окислителя до турбины.

2) Уравнение давлений по магистрали горючего через насос НГ1 и тракт охлаждения камеры ЖРД будет иметь вид

$$\Delta p_{\text{нг1}} = p_{\text{к}} \left(1 - \bar{p}_{\text{нг1}}^{\text{ВХ}} + \sum_{i=1}^m \Delta \bar{p}_j \right), \quad (9.4)$$

где $\sum_{j=1}^m \Delta \bar{p}_j$ – сумма относительных потерь давления в магистрали между насосом НГ1 и камерой сгорания двигателя.

3) Уравнение давлений по магистрали горючего через насос НГ2 и газовую турбину будет иметь вид

$$\Delta p_{\text{нг2}} = p_{\text{к}} \left(\left(1 + \Delta \bar{p}_{\text{фо}} + \Delta \bar{p}_{\text{ГВ}} \right) \pi_{\text{т}} + \left(\sum_{t=1}^s \Delta \bar{p}_t - \bar{p}_{\text{нг2}}^{\text{ВХ}} \right) \right), \quad (9.5)$$

где $\sum_{t=1}^s \Delta \bar{p}_t$ – сумма относительных потерь давления в магистрали между насосом НГ2 и газовой турбиной.

В уравнениях давления относительные потери давления в газовой трубе $\Delta \bar{p}_{\text{ГВ}}$ и в форсунках окислителя $\Delta \bar{p}_{\text{фо}}$ выделены отдельно, так как гидравлическое сопротивление этих элементов газового тракта в значительной степени зависит от расхода газа через них. Остальные потери имеют место в жидкостных трактах, они считаются постоянными.

ными в пределах изменения параметров системы подачи топлива при регулировании тяги ЖРД.

Уравнения расходов

Уравнения расходов составляются на основе анализа диаграммы расходов. Они выражают закон сохранения массы для вершин графа. Для построенной диаграммы (рис. 9.2) запишем систему уравнений:

- для насоса окислителя НО1

$$\dot{m}_{\text{но}} = \dot{m}_o, \quad (9.6)$$

т.е. расход через насос окислителя НО1 равен всему расходу окислителя из бака окислителя;

- для насоса горючего НГ1

$$\dot{m}_\Gamma = \dot{m}_{\Gamma\text{К}} + \dot{m}_{\Gamma\text{НГ}2}, \quad (9.7)$$

т.е. весь расход горючего из бака горючего равен сумме расходов горючего в камеру и в насос НГ2;

- для насоса горючего НГ2

$$\dot{m}_{\text{НГ}2} = \dot{m}_{\Gamma\text{Г}}, \quad (9.8)$$

т.е. расход через насос горючего НГ2 равен расходу горючего в газогенератор;

- для газогенератора

$$\dot{m}_{\Gamma\text{Г}} = \dot{m}_{\text{но}} + \dot{m}_{\text{НГ}2}, \quad (9.9)$$

т.е. расход через газогенератор равен сумме расходов через насосы НО и НГ2;

- для турбины

$$\dot{m}_{\Gamma} = \dot{m}_T, \quad (9.10)$$

т.е. расход через газогенератор равен расходу через турбину;

- для камеры

$$\dot{m} = \dot{m}_T + \dot{m}_{\Gamma К}, \quad (9.11)$$

т.е. расход топлива через камеру равен сумме расхода через турбину и расхода горючего в камеру.

Полученная система из шести уравнений содержит девять неизвестных. При расчете системы подачи топлива, как правило, расход топлива через камеру \dot{m} задан. Тогда для того, чтобы система уравнений имела решение, необходимо добавить еще два уравнения. Такими уравнениями служат выражения, отражающие заданное соотношение компонентов в камере и в газогенераторе:

$$\dot{m}_{\Gamma Г} = \frac{\dot{m}_{\text{НО}}}{K_{\text{мГГ}}}, \quad (9.12)$$

$$\dot{m}_{\Gamma} = \frac{\dot{m}_{\text{о}}}{K_{\text{мк}}}. \quad (9.13)$$

Полученная система уравнений позволяет рассчитать все расходы рабочих тел в системе подачи топлива.

Уравнение баланса мощностей ТНА

На стационарном режиме работы турбонасосного агрегата вся механическая энергия, создаваемая в турбине в единицу времени (т.е.

мощность турбины), полностью преобразуется в мощность, потребляемую насосами:

$$N_T = N_{HO} + N_{HT1} + N_{HT2}. \quad (9.14)$$

Потребляемые мощности насосов определяются через следующие выражения:

$$N_{HO} = \frac{\Delta p_{HO} \dot{m}_{HO}}{\eta_{HO} \rho_{OK}}, \quad (9.15)$$

$$N_{HT1} = \frac{\Delta p_{HT1} \dot{m}_{HT1}}{\eta_{HT1} \rho_{\Gamma}}, \quad (9.16)$$

$$N_{HT2} = \frac{\Delta p_{HT2} \dot{m}_{HT2}}{\eta_{HT2} \rho_{\Gamma}}. \quad (9.17)$$

Эффективная мощность турбины может быть выражена через секундный массовый расход газа через нее, располагаемый теплоперепад и эффективный КПД:

$$N_T = \dot{m}_T h_T \eta_T, \quad (9.18)$$

где располагаемый теплоперепад

$$h_T = \frac{k}{k-1} R_{\Gamma\Gamma} T_{\Gamma\Gamma} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_{0B}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) = \frac{k}{k-1} R_{\Gamma\Gamma} T_{\Gamma\Gamma} \left(1 - \pi_T^{\frac{1-k}{k}} \right). \quad (9.19)$$

Тогда уравнение баланса мощностей ТНА можно записать в виде

$$\dot{m}_T \eta_T \frac{k}{k-1} R_{\Gamma\Gamma} T_{\Gamma\Gamma} \left(1 - \pi_T^{\frac{1-k}{k}} \right) =$$

$$= \frac{\dot{m}_{\text{но}}}{\eta_{\text{но}} \rho_{\text{ок}}} \Delta p_{\text{но}} + \frac{\dot{m}_{\text{нг1}}}{\eta_{\text{нг1}} \rho_{\Gamma}} \Delta p_{\text{нг1}} + \frac{\dot{m}_{\text{нг2}}}{\eta_{\text{нг2}} \rho_{\Gamma}} \Delta p_{\text{нг2}}. \quad (9.20)$$

На стационарном режиме работы ЖРД температура и состав генераторного газа, а также все расходы и КПД постоянны, поэтому постоянны коэффициенты при всех перепадах давления на насосах и при скобке, содержащей π_{Γ} .

После подстановки выражений для перепадов насосов (уравнений давления) и преобразования уравнения баланса мощностей получают уравнение в следующем виде:

$$\pi_{\Gamma}^a + b\pi_{\Gamma} + c = 0, \quad (9.21)$$

где показатель степени $a = \frac{1-k}{k}$ постоянен на стационарном режиме работы ЖРД, а коэффициенты уравнения b и c зависят от конкретного состава системы подачи топлива и параметров ее агрегатов и узлов. Уравнение решают численными методами.

Таким образом, уравнение баланса мощностей в системе с уравнениями давления позволяет при заданном давлении в камере сгорания p_{κ} рассчитать потребный относительный перепад давлений в основной турбине.

Вывод: математическая модель системы подачи топлива ЖРД отражает взаимосвязь между параметрами ее агрегатов. Математическая модель может быть представлена в графической форме (в виде диаграмм давлений и расходов) и в аналитической форме (в виде уравнений расходов, давлений и уравнения баланса мощностей ТНА). Она позволяет рассчитать давления и расходы во всех агрегатах и узлах СПТ, а также потребный относительный перепад давлений в основной турбине.

9.2 Максимальное давление в камере сгорания ЖРД

9.2.1 Влияние давления в камере сгорания на параметры работы двигательной установки

Рассмотрим, как влияет изменение давления в камере сгорания p_k на параметры работы системы подачи топлива на примере двигательной установки закрытой предельной схемы, т.е. когда один из компонентов ракетного топлива полностью проходит через газогенератор. В этом случае всегда расход одного из компонентов в газогенератор равен расходу этого компонента в камеру. Для определенности здесь и далее анализ работы двигательных установок будем проводить при постоянном суммарном расходе топлива через камеру сгорания. При этом изменение давления в камере сгорания достигается только за счет изменения величины $F_{кр}$. Поскольку расходы компонентов полагаем постоянными, характер взаимосвязи в работе агрегатов системы подачи не изменится и при других расходах топлива.

Рассмотрим выражение для эффективной мощности турбины:

$$N_T = \dot{m}_T \eta_T \frac{k}{k-1} R_{гг} T_{гг} \left(1 - \pi_T^{\frac{1-k}{k}} \right). \quad (9.22)$$

Для увеличения давления в камере сгорания p_k необходимо увеличить давление подачи, т.е. увеличить мощность, потребляемую насосами. Соответственно должна увеличиться и мощность турбины N_T , необходимая для привода насосов. Из уравнения (9.22) видно, что при заданном КПД η_T увеличение мощности турбины может быть достигнуто путем увеличения любого из следующих параметров: расхода через турбину \dot{m}_T , значения $(RT)_{гг}$ или относительного перепада давлений π_T на турбине. Однако значение произведения $(RT)_{гг}$ для данного топ-

лива ограничивается наибольшей допускаемой для материала лопаток температурой рабочего тела, поэтому при заданных компонентах остается практически неизменным. Также можно считать неизменным и k — показатель адиабаты продуктов сгорания в газогенераторе, так как он мало изменяется при изменении параметров рабочего процесса. Расход рабочего тела \dot{m}_T при принятых допущениях — также величина неизменная, так как один из компонентов полностью поступает в газогенератор, а значение коэффициента массового соотношения компонентов $K_{\text{мгГ}}$ определяется допускаемой температурой рабочего тела и при заданном типе газогенератора (окислительном или восстановительном) остается неизменным.

Таким образом, при повышении давления p_k для увеличения мощности турбины необходимо повышать перепад давления π_T на турбине. При этом располагаемая мощность турбины N_T изменяется по кривой $N_T = f(\pi_T)$ (рис. 9.3). Из уравнений давлений следует, что перепады давлений на насосах $\Delta p_{\text{но}}$, $\Delta p_{\text{нг1}}$ и $\Delta p_{\text{нг2}}$ линейно зависят от π_T . Поэтому зависимость от π_T мощности, потребляемой насосами и необходимой для создания более высокого давления в камере — p_{k2} ,

$$N_{\text{н}} = \frac{\dot{m}_{\text{но}}}{\eta_{\text{но}} \rho_{\text{ок}}} \Delta p_{\text{но}} + \frac{\dot{m}_{\text{нг1}}}{\eta_{\text{нг1}} \rho_{\text{Г}}} \Delta p_{\text{нг1}} + \frac{\dot{m}_{\text{нг2}}}{\eta_{\text{нг2}} \rho_{\text{Г}}} \Delta p_{\text{нг2}}, \quad (9.23)$$

описывается довольно полой кривой, соответствующей новому давлению в камере. Точка A' пересечения этой кривой с кривой располагаемой мощности $N_T = f(\pi_T)$ дает значения перепада давлений π'_T и мощности ТНА N' , соответствующие установившемуся режиму работы ТНА при новом давлении в камере сгорания.

на выходе, а следовательно, и давление в камере p_k (точка A''). Очевидно, что такой режим работы установки не рационален, так как при нем вся дополнительная мощность турбины за счет увеличения π_t расходуется только на увеличение давления подачи топлива. Давление в камере сгорания p_{κ} , а следовательно, и тяга двигательной установки остаются такими же, как и при режиме, соответствующем точке A'' , т. е. меньшими, чем при режиме работы с давлением $p_{k \max}$.

9.2.2 Определение максимально возможного давления в камере сгорания ЖРД закрытой схемы

Значение предельно возможного давления в камере сгорания $p_{k \max}$, а также соответствующих ему значений перепада давления $\pi_{\text{топт}}$ и мощности ТНА двигателей замкнутой схемы типа «газ + жидкость» можно определить аналитически, сделав ряд упрощающих допущений. Ранее отмечалось, что при заданных компонентах для принятой схемы расход на турбину \dot{m}_t , величина $(RT)_{\Gamma\Gamma}$ и показатель адиабаты продуктов сгорания в газогенераторе k практически остаются неизменными. Для простоты анализа предположим, кроме того, что ЖРД имеет один насос горючего и что КПД насосов горючего и окислителя, потери давления $\Delta p_{\Gamma\Gamma}$ в линиях горючего и окислителя и давление на входе в насосы равны и не зависят от параметров работы установки:

$$\eta_{\text{но}} = \eta_{\text{нг}} = \eta_{\text{н}} = \text{const}, \quad (9.24)$$

$$\Delta p_{\Gamma\Gamma_0} = \Delta p_{\Gamma\Gamma_{\Gamma}} = \Delta p_{\Gamma\Gamma} = \text{const}, \quad (9.25)$$

$$\Delta p_{\text{вх но}} = \Delta p_{\text{вх нг}} = \Delta p_{\text{вх н}} = \text{const}, \quad (9.26)$$

Считаем также, что потери Δp_k не зависят от параметров работы СПТ. Тогда уравнение (9.20) можно записать следующим образом:

$$\dot{m}_r \eta_r \frac{k}{k-1} (RT)_{\Gamma} \left(1 - \pi_r^{\frac{1-k}{k}} \right) = \frac{\pi_r (p_k + \Delta p_k) + \Delta p_{\Gamma} - p_{\text{вхн}}}{\eta_{\text{н}}} Q_{\Sigma}, \quad (9.27)$$

где суммарный объемный расход топлива $Q_{\Sigma} = \frac{\dot{m}_o}{\rho_o} + \frac{\dot{m}_r}{\rho_r}$. Отсюда

$$p_k = \frac{k}{k-1} \frac{\dot{m}_r}{Q_{\Sigma}} \eta_{\text{н}} \eta_r (RT)_{\Gamma} \pi_r^{-1} \left(1 - \pi_r^{\frac{1-k}{k}} \right) - \frac{\Delta p_{\Gamma} - \Delta p_{\text{вхн}} - \Delta p_k}{\pi_r}. \quad (9.28)$$

Отношение \dot{m}_r / Q_{Σ} назовем *приведенной плотностью* и обозначим через $\rho_{\text{пр}}$. Очевидно, для окислительного газогенератора

$$\rho_{\text{пр}} = \frac{(K_{\text{м}\Gamma} + 1) \rho_o \rho_r}{K_{\text{м}} \rho_r + \rho}. \quad (9.29)$$

Для восстановительного газогенератора имеем

$$\rho_{\text{пр}} = \frac{K_{\text{м}} (K_{\text{м}\Gamma} + 1) \rho_o \rho_r}{K_{\text{м}\Gamma} (K_{\text{м}} \rho_r - \rho_o)}. \quad (9.30)$$

Введем постоянный множитель в уравнение (9.28), обозначив его через

$$A = \frac{k}{k-1} \frac{\dot{m}_r}{Q_{\Sigma}} \eta_{\text{н}} \eta_r (RT)_{\Gamma} = \frac{k}{k-1} \rho_{\text{пр}} \eta_{\text{н}} \eta_r (RT)_{\Gamma}. \quad (9.31)$$

После преобразований (9.28) получим

$$p_k = \left(A - \Delta p_{\Gamma} + p_{\text{вхн}} \right) \pi_r^{-1} - A \pi_r^{\frac{1-2k}{k}} - \Delta p_k. \quad (9.32)$$

Здесь p_k зависит только от относительного перепада давлений π_T . Для оп-
ределения $p_{k \max}$ производную $\frac{dp_k}{d\pi_T}$ приравняем к нулю:

$$\frac{dp_k}{d\pi_T} = -\left(A - \Delta p_{\Gamma\Gamma} + p_{\text{вхн}}\right) \pi_T^{-2} + A \frac{2k-1}{k} \pi_T^{\frac{1-3k}{k}} = 0. \quad (9.33)$$

Отсюда находим значение перепада давлений, соответствующее
наибольшему возможному давлению в камере:

$$\pi_{T \text{opt}} = \left(\frac{A}{A - \Delta p_{\Gamma\Gamma} + p_{\text{вхн}}} \frac{2k-1}{k} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (9.34)$$

Зная $\pi_{T \text{opt}}$, по уравнению (8.18) находим значение $p_{k \max}$:

$$p_{k \max} = \left(A - \Delta p_{\Gamma\Gamma} + p_{\text{вхн}} \right) \pi_{T \text{opt}}^{-1} - A \pi_{T \text{opt}}^{\frac{1-2k}{k}} - \Delta p_k. \quad (9.35)$$

Уравнения (9.34) и (9.35) позволяют при известных (или задан-
ных) параметрах работы ТНА сразу определить $p_{k \max}$ и $\pi_{T \text{opt}}$ без по-
строения графиков, изображенных на рис. 9.3.

Из совместного рассмотрения уравнений (9.34), (9.35) и (9.31)
следует, что значение $p_{k \max}$ значительно зависит от КПД насосов и тур-
бины, свойств рабочего тела, а также от действительного значения
(RT) $_{\Gamma\Gamma}$, т.е. от качества работы газогенератора.

Вывод: для двигательной установки с дожиганием существует *пре-
дельно возможное давление* в камере сгорания $p_{k \max}$. Величина этого дав-
ления определяется свойствами рабочего тела ($(RT)_{\Gamma\Gamma}$, k), КПД насо-
сов и турбины, потерями в трактах и типом применяемого газогенератора
(окислительного или восстановительного).

ТЕМА № 10**РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ РДТТ****Лекция 10.1****Особенности РДТТ****10.1 Устройство, основные параметры и область применения РДТТ**

По принципу действия ракетные двигатели твердого топлива подобны ЖРД. Основными элементами двигателя являются камера сгорания 1 и реактивное сопло 3 (рис. 10.1). РДТТ могут выполняться однокамерными и многокамерными. При этом каждая камера может иметь одно или несколько реактивных сопел. Внутри камеры размещается заряд твердого топлива 2. В РДТТ обычно применяются смеси твердых топлив, представляющие собой механическую смесь горючего и окислителя. Горючее является в топливе одновременно и связующим веществом. В связи с этим для получения необходимых механических свойств топлива коэффициент избытка окислителя обычно приходится назначать меньше наивыгоднейшего. Энергетические свойства смесевых твердых топлив заметно повышаются при введении в них металлических добавок.

Поскольку в РДТТ отсутствуют жидкие компоненты, стенки камеры и реактивного сопла защищаются от воздействия горячих газов специальными теплозащитными покрытиями. Наиболее напряженная в тепловом отношении часть реактивного сопла (в районе критического сечения) выполняется в виде вставок 4, изготавливаемых из графита, вольфрама, молибдена или других тугоплавких материалов.

Для запуска РДТТ необходимо создать в камере сгорания определенное давление и обеспечить нагрев поверхности заряда до темпе-

ратуры воспламенения. Для этой цели применяется воспламенитель 5, который обычно изготавливается из пиротехнических составов и поджигается с помощью электрозапала.

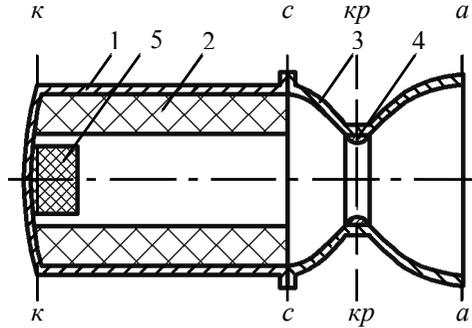


Рис. 10.1 Принципиальная схема РДТТ:

1 – камера сгорания; 2 – заряд твердого топлива; 3 – реактивное сопло; 4 – сопловая вставка; 5 – воспламенитель

Основными параметрами РДТТ являются *тяга* и *удельный импульс* двигателя, мгновенные значения которых определяются теми же зависимостями, что и для ЖРД: $P = \dot{m}w_a + F_a(p_a - p_h)$,

$$I_y = w_a + \frac{F_a(p_a - p_h)}{\dot{m}}.$$

Поскольку за время работы двигателя τ_k указанные параметры могут изменяться, в расчетах часто используют их средние значения:

$$P_{\text{ср}} = \frac{1}{\tau_k} \int_0^{\tau_k} P(\tau) d\tau = \frac{I_{\Sigma}}{\tau_k}, \quad (10.1)$$

$$I_{\text{уср}} = \frac{P_{\text{ср}}}{\dot{m}_{\text{ср}}} = \frac{I_{\Sigma}}{m_3}, \quad (10.2)$$

где $m_3 = \int_0^{\tau_k} \dot{m}(\tau) d\tau = \dot{m}_{\text{ср}} \tau_k$ – масса заряда; I_{Σ} – суммарный импульс

тяги двигателя.

Средний удельный импульс РДТТ у земли обычно составляет 2500...2650 м/с. Максимальная *средняя тяга* РДТТ зафиксирована у твердотопливных ускорителей МТКК «Space Shuttle» – 11,77 МН.

Массовое конструктивное совершенство РДТТ оценивается *коэффициентом конструкции* α , равным отношению массы конструкции двигателя к массе заряда: $\alpha = \frac{m_{\text{кд}}}{m_3}$, где $m_{\text{кд}}$ – масса конструкции двигателя. Чем меньше α , тем двигатель более совершенен в конструктивном отношении. Обычно у РДТТ $\alpha = 0,05 \dots 0,15$.

Геометрическим параметром РДТТ, оценивающим его конструктивное совершенство, является *коэффициент использования объема камеры сгорания* E , равный отношению объема заряда ко всему объему камеры сгорания: $E = \frac{V_3}{V_{\text{кс}}}$. Значение E зависит от формы заряда и обычно находится в пределах 0,8...1,0.

Поскольку массу заряда можно выразить как $m_3 = EV_{\text{кс}}\rho$, где ρ – плотность топлива, коэффициент конструкции может быть выражен через E :

$$\alpha = \frac{m_{\text{кд}}}{EV_{\text{кс}}\rho}. \quad (10.3)$$

При постоянном отношении $\frac{m_{\text{кд}}}{V_{\text{кс}}}$ с ростом коэффициента использования объема камеры сгорания коэффициент конструкции уменьшается, следовательно, повышается массовое совершенство РДТТ.

Массовое и энергетическое совершенство РДТТ оценивается значением *эффективного удельного импульса* РДТТ:

$$I_{\text{уэф}} = \frac{I_{\Sigma}}{m_{\text{з}} + m_{\text{кд}}} . \quad (10.4)$$

Максимуму эффективного удельного импульса РДТТ должно соответствовать некоторое оптимальное *давление в камере сгорания*, т.к. с увеличением давления растет удельный импульс, а следовательно, и суммарный импульс I_{Σ} , но, с другой стороны, возрастают потребности из соображений прочности толщина стенок и масса камеры.

В современных РДТТ давление газа в камере сгорания обычно составляет 7...10 МПа, что значительно ниже, чем в ЖРД.

Температура газов в камере сгорания РДТТ, характеризующая, как и давление, условия горения топлива и энергетические свойства продуктов сгорания, зависит от рода топлива и может находиться в пределах 2200...4070 К.

Плотность топлива характеризует его компактность, т.е. возможность разместить необходимую массу заряда в камере сгорания минимальных размеров. Топливо современных РДТТ имеет плотность в диапазоне 1700...1850 кг/м³.

Горение топлива в РДТТ происходит только на поверхности заряда, после прогрева ее до определенной температуры и термического

разложения поверхностного слоя топлива за счет подвода тепла от продуктов сгорания. Если топливо однородно и физические условия (температура и давление газов) по всей поверхности горения одинаковы, то горение происходит равномерно, параллельными слоями. Скорость горения твердого топлива характеризуется *линейной скоростью горения* u – расстоянием по нормали к поверхности горения, на которое эта поверхность перемещается в единицу времени. Если за некоторый промежуток времени τ поверхность заряда, на которой происходит горение, перемещается на расстояние e (рис. 10.2), то средняя линейная скорость горения $u_{\text{ср}} = \frac{e}{\tau}$, а ее мгновенное значение определяется выражением $u = \frac{de}{d\tau}$.

Линейная скорость горения топлива зависит от нижеследующих факторов:

- 1) от начальной температуры заряда $t_{\text{нач}}$;
- 2) от давления в камере сгорания $p_{\text{к}}$;
- 3) от скорости течения продуктов сгорания w относительно поверхности горения (скорости обдува поверхности горения);
- 4) от рода топлива, в частности от его химических и механических свойств.

Зависимость u от указанных факторов выражается формулой

$$u = a\beta_1\beta_w \left(\frac{p_{\text{к}}}{10^5} \right)^{\nu}, \quad (10.5)$$

где $p_{\text{к}}$ – давление в камере сгорания, Па.

Коэффициент a и показатель степени ν зависят от рода твердого топлива. Обычно $a = (1 \dots 30) \cdot 10^{-3}$, а $\nu = 0,2 \dots 0,3$.

Температурный коэффициент β_t характеризует зависимость линейной скорости горения от начальной температуры заряда и химических свойств топлива. Он равен отношению линейной скорости горения при начальной температуре заряда $t_{\text{нач}}$ к ее значению при стандартной температуре 20 °С (293 К). Зависимость имеет вид

$$\beta_t = \frac{u_{t_{\text{нач}}}}{u_{20}} = 1 + \alpha_t (t_{\text{нач}} - 20), \quad (10.6)$$

где $t_{\text{нач}}$ – начальная температура заряда, °С; α_t – *термохимический коэффициент*, характеризующий влияние химических свойств топлива на линейную скорость горения. В зависимости от рода топлива α_t принимает значения $0,0015 \dots 0,0025$ (°С)⁻¹. В интервале изменения начальной температуры заряда $t_{\text{нач}} = -40 \dots 40$ °С температурный коэффициент β_t может принимать значения $0,88 \dots 1,04$.

Коэффициент обдува β_w характеризует зависимость линейной скорости горения от скорости обдува поверхности горения и механических свойств топлива. При относительно небольшой скорости обдува w коэффициент обдува равен единице, т.е. линейная скорость горения не зависит от скорости обдува. При достижении скоростью обдува некоторого порогового значения $w_{\text{п}}$ начинается ускоренное эрозионное горение топлива, при котором линейная скорость горения возрастает при увеличении скорости обдува. Зависимость β_w от w при эрозионном горении имеет вид

$$\beta_w = 1 + \alpha_w (w - w_{II}), \quad (10.7)$$

где α_w – *эрозионный коэффициент*, характеризующий влияние механических свойств топлива на скорость эрозии при горении. В зависимости от рода топлива α_w может иметь значение 0,0005...0,0007 с/м. Значения коэффициента обдува β_w обычно находятся в пределах 1...1,1. Значение *пороговой скорости обдува* w_{II} обычно составляет 150...200 м/с.

В зависимости от состава топлива, величины зерен окислителя, наличия присадок и условий горения значение линейной скорости горения топлива в РДТТ может составлять 0,2...3,0 см/с.

При значительном понижении давления в камере сгорания РДТТ количество тепла, подводимого к твердому топливу от продуктов сгорания, может оказаться недостаточным для термического разложения топлива, поэтому устойчивое горение станет невозможным. Следовательно, существует минимальное давление в камере сгорания РДТТ $p_{к\min}$, ниже которого нормальное горение твердого топлива прекращается. В зависимости от рода топлива $p_{к\min} = 0,7...1,5$ МПа.

Основными достоинствами РДТТ являются:

- 1) простота устройства, следовательно, высокая надежность;
- 2) отсутствие сложного запорочного оборудования, следовательно, дешевизна эксплуатации и возможность создания подвижных пусковых установок;
- 3) постоянная готовность к пуску;
- 4) возможность длительного хранения в окончательно снаряженном виде.

Основными недостатками РДТТ являются:

- 1) меньший по сравнению с ЖРД удельный импульс;
- 2) трудность регулирования тяги;
- 3) существенная зависимость тяги, создаваемой РДТТ, от начальной температуры заряда;
- 4) ограниченное время работы и отсутствие возможности повторного запуска;
- 5) большие размеры и масса конструкции камеры, так как заряд размещается внутри камеры сгорания;
- 6) сложность контроля целостности заряда при эксплуатации.

Перечисленные особенности обусловили следующие области применения РДТТ:

– маршевые ступени баллистических ракет («Тополь-М», Россия; «Першинг», США) и ракет-носителей (ASLV, Индия; «Скаут», США);

– стартовые ускорители ракет-носителей («Ариан-5», ЕКА; «Спэйс Шаттл», США);

– тормозные, управляющие ракетные двигатели, двигатели усадки топлива («Космос-3М», Россия)

– двигатели системы аварийного спасения («Союз», Россия);

– тормозные РДТТ системы мягкой посадки (КА «Союз», «Прогресс», Россия).

Вывод: РДТТ представляют собой относительно простой конструктивно тип ракетных двигателей, имеющий худшие по сравнению с ЖРД энергетические возможности и преимущества в надежности и простоте эксплуатации. Особенностью РДТТ является существенная

зависимость линейной скорости горения топлива от начальной температуры заряда и скорости обдува.

10.2 Основные типы твердых топлив и зарядов РДТТ

Применяемые твердые топлива подразделяются на две характерные группы: нитроцеллюлозные и смесевые. В составе первой нитроцеллюлоза (нитрат целлюлозы) является одним из главных энергонесущих компонентов и составляет механическую основу топлива. Основной тип этой группы топлив – баллиститы; в них содержится 40...60% нитроцеллюлозы, 30...40% нелетучего растворителя – пластификатора (чаще всего это нитроглицерин), являющегося одновременно и энергонесущим компонентом топлива, и ряд добавок, улучшающих свойства топлива.

Смесевыми топливами называются механические смеси в основном из твердого неорганического окислителя и эластичного органического горючего, одновременно выполняющего роль связующего вещества. Кроме основных компонентов в топливо могут добавляться в более или менее значительном количестве вещества, улучшающие его энергетические характеристики, а также вспомогательные добавки для изменения других свойств топлива в нужном направлении.

Смесевые топлива обладают целым рядом достоинств по сравнению с баллиститам, и современные РДТТ с большой силой тяги создаются именно на этом типе твердых топлив, но в их составе нередко значительное применение находят и компоненты нитроцеллюлозных топлив. Последние, уступая смесевым в энергетической эффективности, имеют "высокую репутацию" в отношении стабильности характеристик, надежности работы соответствующих двигателей,

экологичности, стоимости и находят широкое применение в двигательных системах сравнительно малой тяги.

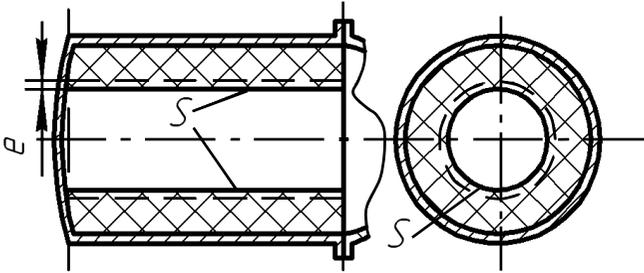


Рис. 10.2 Заряд с центральным каналом

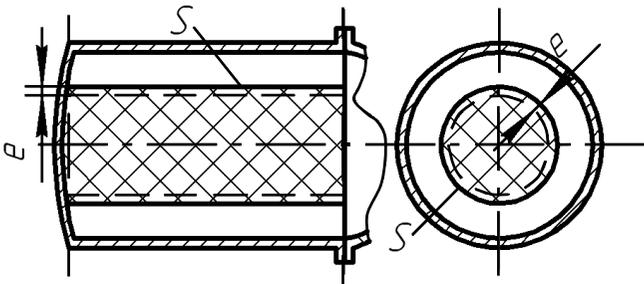


Рис. 10.3 Цилиндрический заряд

В РДТТ могут применяться заряды различной геометрической формы. По характеру изменения поверхности горения во времени различают три основных типа зарядов:

- 1) заряды с прогрессивным горением;
- 2) заряды с регрессивным горением;
- 3) заряды с нейтральным горением.

У заряда с прогрессивным горением площадь поверхности горения увеличивается. Примером может служить заряд с центральным

каналом (рис. 10.2), который горит только по внутренней цилиндрической поверхности.

У заряда с регрессивным горением площадь поверхности горения уменьшается. Примером является цилиндрический заряд, горящий по наружной поверхности (рис. 10.3).

Заряд с нейтральным горением имеет постоянное во времени значение площади поверхности горения. Примерами могут служить:

1) заряд с торцевым горением (рис. 10.4), горящий только с одной, торцевой, стороны;

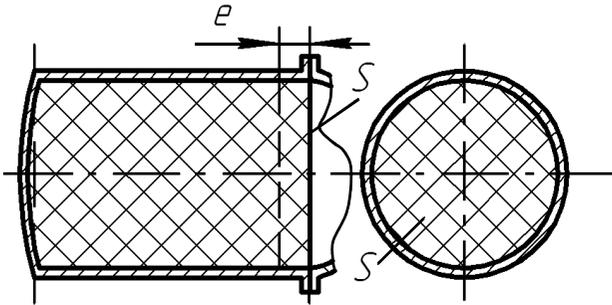


Рис. 10.4 Заряд с торцевым горением

2) телескопический заряд (рис. 10.5), площадь поверхности наружной кольцевой части которого увеличивается, а площадь поверхности горения внутренней цилиндрической части уменьшается, в результате чего значение суммарной площади поверхности горения остается постоянным;

3) звездообразный заряд (рис. 10.6), элементом с регрессивным горением которого является сторона луча звезды, а элементом с регрессивным горением – вершина звезды.

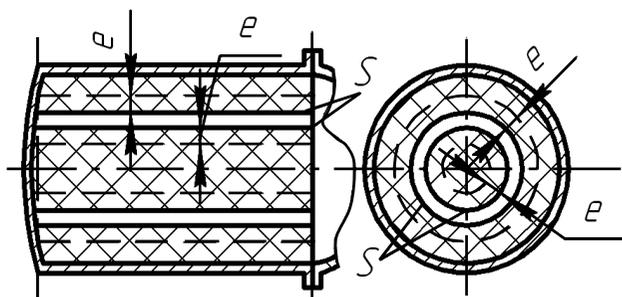


Рис. 10.5 Телескопический заряд

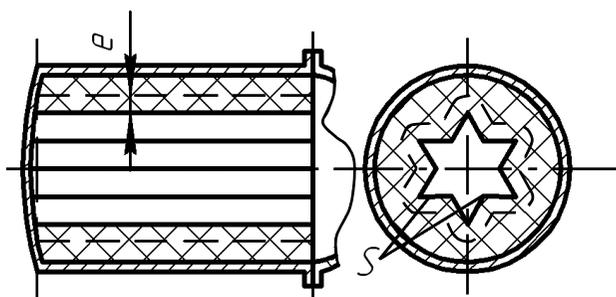


Рис. 10.6 Звездообразный заряд

Вывод: существуют нитроцеллюлозные и смесевые твердые ракетные топлива. Из них могут быть изготовлены заряды различной формы, имеющие различную скорость горения.

Лекция 10.2

Основные соотношения теории РДТТ

10.3 Равновесное давление в камере сгорания РДТТ

Равновесным режимом работы РДТТ называется такое состояние, когда газопроизводительность $\dot{m}_{\text{пс}}$ (масса продуктов сгорания, образующихся в камере сгорания в единицу времени) равна расходу газа через реактивное сопло $\dot{m}_{\text{рс}}$, т.е.

$$\dot{m}_{\text{пс}} = \dot{m}_{\text{рс}}.$$

Из этого уравнения найдем выражение для *равновесного давления в камере сгорания* РДТТ – давления, устанавливающегося в камере сгорания на равновесном режиме работы РДТТ.

Газопроизводительность в любой заданный момент времени можно определить по формуле

$$\dot{m}_{\text{пс}} = \rho_{\text{тг}} S u, \quad (10.8)$$

где $\rho_{\text{тг}}$ – плотность твердого топлива; S – площадь поверхности горения; u – линейная скорость горения заряда твердого топлива.

Считая, что эрозийное горение отсутствует (т.е. $w < w_{\text{п}}$ и $\beta_w = 1$), а линейная скорость горения постоянна по длине заряда, выражение (10.8) с учетом формулы (10.5) можем записать так:

$$\dot{m}_{\text{пс}} = \rho_{\text{тг}} S a \beta_t \left(\frac{p_{\text{к}}}{10^5} \right)^v. \quad (10.9)$$

Расход газа через критическое сечение реактивного сопла определяется по известной формуле

$$\dot{m}_{\text{рс}} = m \frac{p_{0\text{кр}}}{\sqrt{R_{\text{кр}} T_{0\text{кр}}}} F_{\text{кр}}, \quad (10.10)$$

где $m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$.

Если пренебречь отводом тепла в стенки камеры и рекомбинацией продуктов сгорания в докритической части реактивного сопла, то можно считать, что

$$R_{\text{кр}} T_{0\text{кр}} \approx R_{\text{с}} T_{0\text{с}}. \quad (10.11)$$

Полное давление газа в критическом сечении $p_{0\text{кр}}$ может быть выражено через давление в камере сгорания $p_{\text{к}}$ и коэффициенты понижения давления:

$$p_{0\text{кр}} = \sigma_{\text{кс}} \sigma_{\text{кр}} p_{\text{к}}, \quad (10.12)$$

где $\sigma_{\text{кс}} = \frac{p_{0\text{с}}}{p_{\text{к}}}$ – коэффициент, учитывающий потери давления в камере сгорания вследствие разгона потока в канале заряда и внезапного расширения струи при выходе ее из канала в предсопловую зону;

$\sigma_{\text{кр}} = \frac{p_{0\text{кр}}}{p_{0\text{с}}}$ – коэффициент, учитывающий потери полного давления

в дозвуковой части реактивного сопла.

Тогда, подставляя выражения (10.11) и (10.12) в выражение (10.10), получим

$$\dot{m}_{\text{pc}} = m \frac{\sigma_{\text{kc}} \sigma_{\text{кр}} p_{\text{к}}}{\sqrt{R_{\text{с}} T_{0\text{с}}}} F_{\text{кр}}. \quad (10.13)$$

Приравняв уравнения (10.9) и (10.13), получим выражение для равновесного давления в камере сгорания РДТТ:

$$p_{\text{к}} = \left(\frac{S}{F_{\text{кр}}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}} \left(\frac{a \beta_{\text{т}} \rho_{\text{т}} \sqrt{R_{\text{с}} T_{0\text{с}}}}{m \sigma_{\text{kc}} \sigma_{\text{кр}} 10^{5\nu}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (10.14)$$

Из уравнения (10.14) следует, что равновесное давление в камере сгорания РДТТ зависит от следующих факторов:

- 1) от геометрического параметра $\frac{S}{F_{\text{кр}}}$, называемого *коэффициентом давления*;
- 2) от свойств топлива и продуктов сгорания $(\nu, a, \beta_{\text{т}}, \rho_{\text{т}}, m(k), R_{\text{с}}, T_{0\text{с}})$;
- 3) от начальной температуры заряда $t_{\text{нач}}$;
- 4) от потерь давления в дозвуковой части камеры РДТТ $(\sigma_{\text{kc}}, \sigma_{\text{кр}})$.

Рассмотрим влияние этих факторов на равновесное давление в камере сгорания РДТТ.

Как видно из выражения (10.14), с увеличением коэффициента давления равновесное давление в камере сгорания растет. Количест-

венное влияние коэффициента давления на равновесное давление в камере сгорания тем сильнее, чем больше показатель степени ν .

При постоянной площади критического сечения с ростом площади поверхности горения S увеличится газопроизводительность, т.е. процесс течения газа станет неравновесным. Рост расхода через критическое сечение, необходимый для восстановления равновесности, как видно из выражения (10.13), возможен только за счет повышения давления в камере сгорания p_k . Давление будет расти до тех пор, пока процесс течения газов не установится в новом равновесном состоянии, соответствующем точке 2 (рис. 10.7). Следовательно, при увеличении площади горения равновесное давление в камере сгорания возрастает.

При работе РДТТ в результате выгорания сопловой вставки может увеличиться площадь критического сечения сопла. При неизменной площади горения, как видно из выражения (10.13), изменится характер зависимости расхода через критическое сечение от давления в камере сгорания: тот же расход будет обеспечиваться при меньшем давлении в камере сгорания. В результате этого процесс течения газа установится в новом равновесном состоянии, соответствующем точке 3 (рис. 10.7). Таким образом, при увеличении площади критического сечения сопла при неизменных прочих условиях равновесное давление в камере сгорания падает.

Влияние остальных факторов аналогично, в зависимости от их места в уравнении (10.14) и от значения показателя ν .

Рост давления в камере сгорания p_k вызывает увеличение давлений $p_{0с}$, $p_{0кр}$, а также и давления в любом произвольном сечении

сопла, включая давление на срезе сопла p_a . Это приводит к росту тяги двигателя.

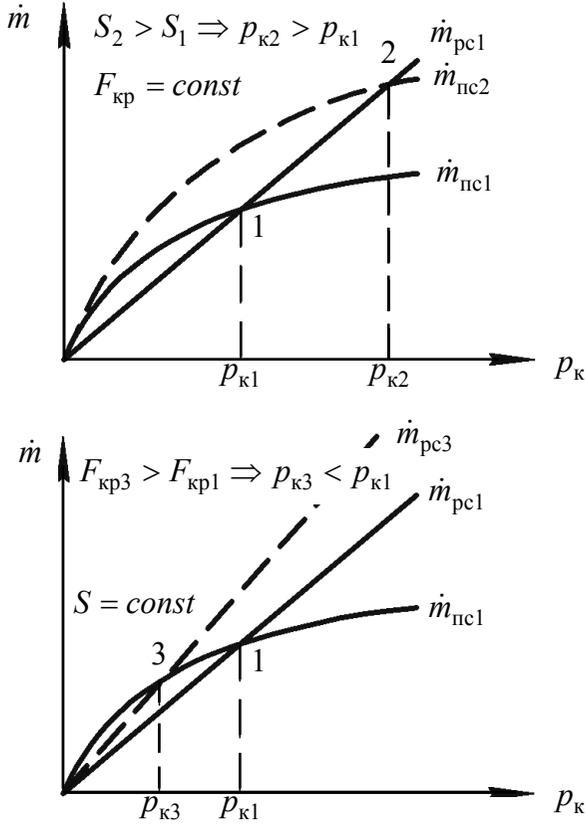


Рис. 10.7 Влияние S и $F_{кр}$ на равновесное давление в камере сгорания

Во время работы РДГТ могут изменяться также и потери полного давления в связи с изменением формы каналов заряда по мере выгорания. Коэффициент $\sigma_{кр}$ изменяется незначительно, а потери полного давления в камере сгорания уменьшаются с течением времени

из-за снижения скорости течения газа в канале заряда в результате его расширения и сглаживания формы. Указанные причины вызывают отклонение равновесного давления от его расчетной величины.

Вывод: равновесное давление в камере сгорания РДТТ – это давление, устанавливающееся в камере сгорания на равновесном режиме работы РДТТ. Оно зависит от коэффициента давления, от свойств топлива и продуктов сгорания, от начальной температуры заряда и от потерь давления в дозвуковой части камеры РДТТ.

10.4 Регулирование вектора тяги РДТТ по величине

При эксплуатации РДТТ и в полете могут изменяться площадь поверхности горения S , начальная температура заряда $t_{\text{нач}}$ и геометрия сопла. Оценим их влияние на тягу, удельный импульс и суммарный импульс РДТТ.

Воздействие указанных факторов на тягу и удельный импульс удобно показать с помощью теоретической дроссельной характеристики РДТТ – зависимости тяги и удельного импульса РДТТ от давления в камере сгорания p_k .

При увеличении только площади поверхности горения тяга, а при $p_h > 0$ и удельный импульс РДТТ возрастают вследствие роста равновесного давления в камере сгорания p_k (рис. 10.8). Так как масса заряда неизменна, а удельный импульс РДТТ растет, то увеличивается и полный импульс: $I_{\Sigma} = I_y m_3$.

Повышение начальной температуры заряда $t_{\text{нач}}$ также приводит к возрастанию равновесного давления в камере сгорания, а следовательно, к росту тяги, удельного и суммарного импульсов.

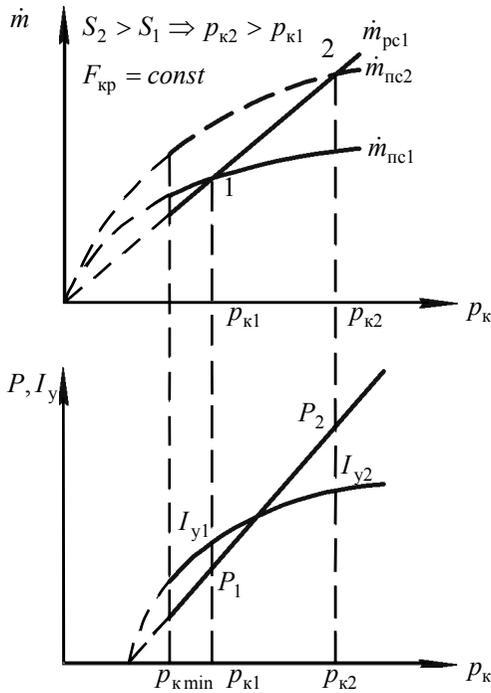


Рис. 10.8 Зависимость тяги и удельного импульса РДТТ от площади горения

При разгаре сопловой вставки, т.е. увеличении площади критического сечения сопла, происходит снижение равновесного давления в камере сгорания, а, следовательно, и падение тяги, удельного и суммарного импульсов.

В рабочих диапазонах давления в камере сгорания РДТТ относительное изменение тяги вследствие изменения начальной температуры заряда значительно больше относительного изменения удельного импульса. Так, при изменении начальной температуры заряда от $t_{нач1} = -40$ °С до $t_{нач2} = +30$ °С тяга РДТТ возрастает на 60...150%, а

удельный импульс – на 1,5...6 %. Поэтому задача регулирования тяги РДГТ по величине особенно актуальна.

Регулирование вектора тяги РДГТ по величине необходимо для решения следующих задач:

- 1) изменения тяги для осуществления заданной программы полета;
- 2) компенсирования влияния на тягу технологических отклонений в составе топлива, величине и форме заряда и других элементов двигателя;
- 3) компенсирования влияния на тягу начальной температуры заряда.

Регулирование тяги РДГТ по величине осуществляется тремя способами:

- 1) геометрическим воздействием на поток газа путем изменения площади критического сечения реактивного сопла;
- 2) газодинамическим воздействием на поток газа путем вдува дополнительного газа в основной поток непосредственно перед критическим сечением;
- 3) воздействием на процессы, протекающие непосредственно в камере сгорания.

Все эти воздействия приводят к изменению условий истечения и газообразования в камере, в результате чего изменяется равновесное давление в камере сгорания, а следовательно, и тяга двигателя.

Рассмотрим компенсацию влияния на тягу начальной температуры заряда путем применения сменных сопел, отличающихся значением площади критического сечения при неизменной геометрической степени расширения сопла.

При неизменной площади критического сечения $F_{кр1}$ понижение начальной температуры заряда от $t_{нач1}$ до $t_{нач2}$ приводит к уменьшению

тяги до значения $P_{1a} < P_1$. На рис. 10.9 это соответствует переходу процесса истечения газов из равновесного состояния 1 в равновесное состояние 1a (точки 1 и 1a соответственно). Изменение тяги может быть частично компенсировано, если обеспечить сохранение давления в камере сгорания равным $p_{к1}$. Для этого необходимо уменьшить площадь критического сечения реактивного сопла до значения

$$F_{кр2} = F_{кр1} \frac{\beta_{12}}{\beta_{11}}, \text{ что следует из выражения (10.14).}$$

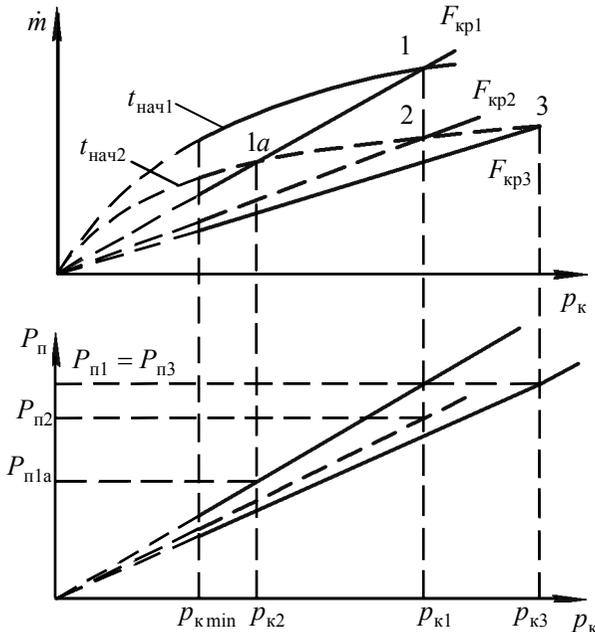


Рис. 10.9 Компенсация влияния на тягу РДГТ начальной температуры заряда

Уменьшение $F_{кр}$ вызовет перемещение равновесного режима работы из точки 1a в точку 2. Поскольку тяга ракетного двигателя при неизменной геометрической степени расширения сопла изменяется

пропорционально расходу газов, дроссельная характеристика по тяге для РДТТ с соплом, имеющим площадь критического сечения $F_{кр2}$, из-за снизившегося расхода пройдет ниже, чем для сопла с $F_{кр1}$. Следовательно, тяга, соответствующая точке 2, будет меньше, чем тяга, соответствующая точке 1.

Полная компенсация влияния начальной температуры заряда на тягу, т.е. восстановление значения тяги до расчетного P_1 , возможна только за счет дальнейшего повышения равновесного давления в камере до некоторого значения $p_{к3}$. Для этого необходимо поставить на двигатель сопло с $F_{кр3} < F_{кр2}$.

Определим требуемое значение $F_{кр3}$ из условия равенства тяги в пустоте для двух равновесных режимов работы РДТТ: $P_{1п}$ – тяга в пустоте для режима с $t_{нач1}$ и $F_{кр1}$, $P_{3п}$ – тяга в пустоте для режима с $t_{нач2}$ и $F_{кр3}$. При этом будем считать, что все остальные параметры для обоих режимов одинаковы.

Тяга в пустоте может быть определена по формуле

$$P_{п} = p_{0с} F_{кр} \kappa_{Pп}, \quad (10.15)$$

где $\kappa_{Pп}$ — коэффициент тяги в пустоте. Так как $p_{0с} = \sigma_{кс} p_{к}$, а давление в камере сгорания

$$p_{к} = \left(\frac{S}{F_{кр}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}} \left(\frac{a \beta_t \rho_{гг} \sqrt{R_c T_{0с}}}{m \sigma_{кс} \sigma_{кр} 10^{5\nu}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}},$$

то значения тяги в пустоте для двух рассматриваемых режимов будут отличаться только из-за неодинаковых значений $F_{кр}$ и β_t . Поэтому, приравняв их отношение к единице, т.е. считая, что

$$\frac{P_{1п}}{P_{3п}} = \frac{F_{кр1}}{F_{кр3}} \left(\frac{F_{кр3}}{F_{кр1}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}} \left(\frac{\beta_{т1}}{\beta_{т2}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}} = 1, \quad (10.16)$$

получим

$$\left(\frac{F_{кр1}}{F_{кр3}} \right)^{\frac{\nu}{1-\nu}} = \left(\frac{\beta_{т1}}{\beta_{т2}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}, \quad (10.17)$$

откуда

$$F_{кр3} = F_{кр1} \left(\frac{\beta_{т2}}{\beta_{т1}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (10.18)$$

Так как $\nu < 1$, а $\beta_{т2} < \beta_{т1}$, то

$$F_{кр3} < F_{кр2} = F_{кр1} \frac{\beta_{т2}}{\beta_{т1}}. \quad (10.19)$$

Выводы:

1. Для полной компенсации влияния на тягу начальной температуры заряда необходимо сменное сопло с площадью критического сечения меньшей, чем для компенсации падения давления в камере сгорания.

2. Полная компенсация влияния начальной температуры заряда на тягу РДТТ может потребовать значительного изменения равновесного давления: увеличения – при $t_{нач}$ значительно ниже расчетной или уменьшения – при $t_{нач}$ значительно выше расчетной. Это не всегда возможно с точки зрения прочности камеры и устойчивого горения твердого топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алемасов В.Е. и др. Теория ракетных двигателей: учеб. для студентов высш. техн. учеб. заведений/ под ред. В.П. Глушко. – М.: Машиностроение, 1989. – 464 с.: ил.
2. Васильев А.П. и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей: учеб. пособие/ под ред. В.М. Кудрявцева. – М.: Высш. шк., 1967. – 676 с.
3. Васильев А.П., Кудрявцев В.М., Кузнецов В.А. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. В 2 кн.: учеб. для авиационных вузов/ под ред. В.М. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1993. – 368 с.: ил.
4. Володин В.А., Ткаченко Ю.Н. Конструкция и проектирование ракетных двигателей/ под ред. В.П. Советского. – 2-е изд., перераб и доп. – М.: Машиностроение, 1984. – 272 с.: ил.
5. ГОСТ 17655-89 «Двигатели ракетные жидкостные. Термины и определения».
6. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Основы проектирования: учеб. для вузов. — 2-е изд., перераб. и доп./ под ред. Д.А. Ягодникова.– М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005.– 488 с.:ил.
7. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Основы проектирования: учеб. для вузов. – М.: Машиностроение, 1968. – 396 с.
8. Ерохин Б.Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ: учеб. для высш. техн. учеб. заведений. – М.: Машиностроение, 1991. – 560 с.: ил.

9. Жаренков Ф.А. и др. Ракетные двигатели (конструкция, прочность, проектирование): учеб. для военных акад. – Л.: ЛВИКА им. А.Ф. Можайского, 1971. – 636 с.

10. Козлов А.А., Новиков В.Н., Соловьев Е.В. Системы питания и управления жидкостных ракетных двигательных установок: учеб. для студ. авиадвигателестроит. спец. вузов. – М.: Машиностроение, 1988. – 352 с.: ил.

11. Конструкция и проектирование жидкостных ракетных двигателей: учеб. для студентов вузов по спец. «Авиационные двигатели и энергетические установки» / Г.Г. Гахун, В.И. Баулин, В.А. Володин и др.; под общ. ред. Г.Г. Гахуна. – М.: Машиностроение, 1989. – 424 с.: ил.

12. Криволицкий В.А. Расчет охлаждения камер сгорания ЖРД: метод. пособие. – Л.: ВИКИ им. А.Ф. Можайского, 1980. – 48 с.

13. Кулагин И.И. и др. Теория реактивных двигателей. – МО СССР, 1978. – 247 с.

14. Овсянников Б.В., Боровский Б.И. Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1986. – 376 с.: ил.

15. Реактивные двигатели: пер. с англ. / под ред. О.Е. Ланкастера. – МО СССР, 1962. – 668 с.

16. Сивчиков Б.Е. Проектирование ракет: учеб. пособие. – МО СССР, 1981. – Вып.3: Расчет топливной системы ЖРД. – 114 с.

17. Синярев Г.Б., Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Теория и проектирование: учеб. для техникумов. – М.: Гос. изд-во оборонной пром-сти, 1955. – 488 с.