

ЧАСТЬ II. НЕИДЕАЛЬНАЯ КАМЕРА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

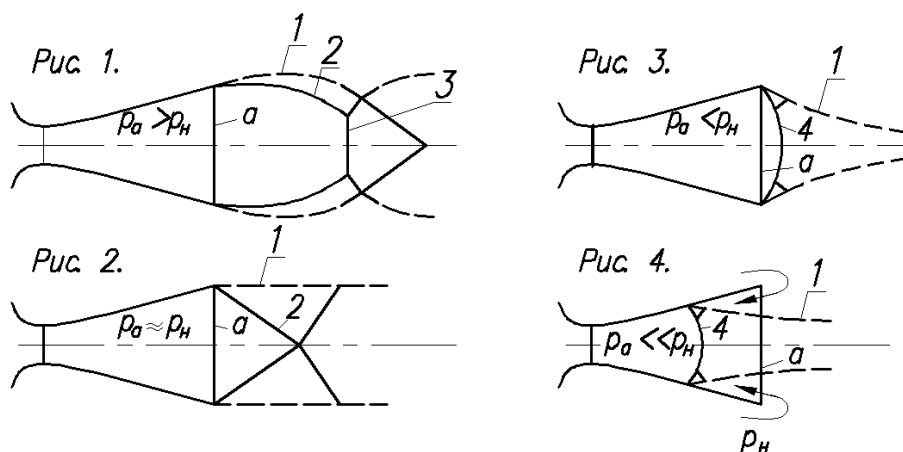
Раздел 1. Характеристики камеры на режиме перерасширения со скачком уплотнения в сопле.

ЛЕКЦИЯ №20.

1. Причины возникновения скачков в сверхзвуковом потоке.

Скачок уплотнения – это волна возмущения сверхзвукового потока, при переходе через которую параметры газа изменяют свои значения скачком, т.е. мгновенно. При этом статические значения давления, температуры и плотности увеличиваются, а скорость уменьшается. Энтальпия считается неизменной, а энтропия растёт. Причинами появления скачков являются твёрдые, жидкие или газообразные препятствия. В соплах это газовые рули, щитки, боковые струи и глубокое перерасширение потока ($p_a \ll p_n$). Торможение сверхзвукового потока может происходить только с помощью скачков уплотнения. Без скачков сверхзвуковой поток существует только при его непрерывном ускорении.

2. Характер течения струи за соплом и в сопле со скачком уплотнения.



- 1 – граница струи – крайняя линия тока,
- 2 – бочкообразный висячий скачок уплотнения (“бочка”),
- 3 – прямой скачок, диск Маха,
- 4 – мостообразный скачок,
- a – срез сопла.

Рис. 1 ($p_a > p_n$) - режим недорасширения.

Давление в струе за срезом сопла должно стать равным p_n , поэтому струя продолжает расширяться. Диаметр первого участка струи (до диска Маха) больше диаметра среза. Скорость струи растёт, а давление в ней становится меньше, чем p_n . Таким образом, за соплом струя перерасширяется на первом участке, поэтому она начинает сужаться, т. к. вокруг неё давление p_n становится больше давления внутри струи. Струя должна тормозиться в неподвижной атмосфере и это торможение обязательно сопровождается появлением в ней системы скачков уплотнения. При переходе через эту систему часть энергии струи теряется, однако её остаётся достаточно для повторного ускорения струи на втором участке, и так – до полного затухания и смешения струи с атмосферой.

Рис. 2. ($p_a = p_n$) - расчётный режим работы сопла.

Диск Маха уменьшается до точки. «Бочка» становится похожа на конус. Диаметр струи равен диаметру среза сопла. Торможение струи в целом аналогично рис. 1.

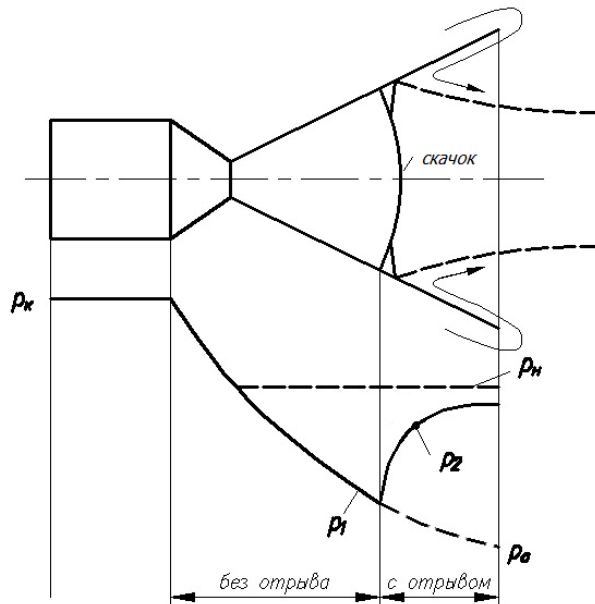
Рис. 3. ($p_a < p_n$) - режим перерасширения.

С уменьшением p_a может наступить момент, когда прежняя система скачков уже не в состоянии затормозить струю. (Интенсивность скачков не позволяет её затормозить). Тогда появится более интенсивная система скачков, или мостообразный скачок, который можно назвать ударной волной. Предельное положение этого скачка – на срезе сопла. Оно определяет то минимальное значение p_a , при котором течение в сопле идёт без нарушения идеального процесса, без отрыва потока от стенки сопла, без скачков. Такое значение p_a определяет условие входа скачка в сопло. До момента входа скачка в сопло можно использовать уравнения для идеальной камеры.

Рис. 4. ($p_a \sim p_n$) - режим глубокого перерасширения.

Под величиной p_a здесь считается теоретическое значение p_a , которое было бы при течении в сопле без скачка. Дальнейшее снижение p_a приводит к входу скачка в сопло. Чем меньше теоретическое p_a , тем глубже входит скачок в сопло. Скачок значительно изменяет течение, отрывает поток от стенки, резко изменяет параметры газа за скачком и тягу. Все уравнения для идеальной камеры становятся несправедливыми.

Рассмотрим особенности этого течения (см. рисунок).



p_1 - давление невозмущенного потока в точке отрыва потока от стенки;

p_2 - характерное давление за скачком;

p_n - давление окружающей среды;

p_k - давление в камере сгорания;

p_a - теоретическое давление на срезе (без скачка в сопле).

Давление в оторванном потоке стремится повыситься до давления p_n . Однако внутри сопла всё же не достигает его. Участок " $p_1 - p_2$ " - крутой подъём, далее – плавный подъём.

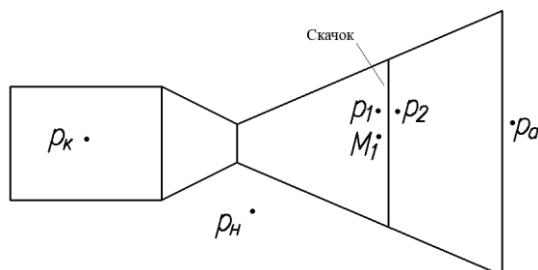
Точка p_2 - особая точка. Если поток не присоединится вновь к стенке сопла, то отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$ называется критическим. Как правило, поток не присоединяется

повторно к стенке. И тогда для отношения $\frac{p_2}{p_1}$ можно использовать одно из известных эмпирических соотношений, например:

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр} = 0,73 \cdot M_1 + 0,39 ,$$

где M_1 - число Маха невозмущенного потока в сечении скачка (в месте отрыва).

Доказано, что $\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр}$ практически не зависит от k .

3. Характерные соотношения давлений при наличии в сопле скачка уплотнения.

Для конкретной камеры двигателя можно доказать, что положение скачка уплотнения зависит только от p_k и p_n . Удобнее эту зависимость выразить в виде отношения $\frac{p_k}{p_n}$. Представим это отношение в виде:

$$\frac{p_k}{p_n} = \frac{p_k}{p_1} \cdot \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{p_2}{p_n}. \quad (1)$$

$$\text{Известно, что } \frac{p_k}{p_1} = \frac{1}{\pi(M_1)} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad (2)$$

где $\pi(M_1)$ - ГДФ. Принимаем, что

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)_{кр} = \frac{1}{0,73 \cdot M_1 + 0,39}. \quad (3)$$

Для отношения $\frac{p_2}{p_n}$ известно эмпирическое выражение:

$$\frac{p_2}{p_n} = \frac{1}{1 + \left(\frac{0,192}{\sin \beta} - 0,7\right) \cdot \left(1 - \frac{M_1}{M_a}\right)}, \quad (4)$$

где β - угол полураствора конического сопла,

M_a - мнимое (теоретическое) значение M_a , если бы течение в сопле было безотрывное, без скачка.

Подставим (2), (3), (4) в (1) и получим:

$$\frac{p_k}{p_n} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{(0,73 \cdot M_1 + 0,39) \cdot \left[1 + \left(\frac{0,192}{\sin \beta} - 0,7\right) \cdot \left(1 - \frac{M_1}{M_a}\right)\right]}. \quad (5)$$

Величина M_1 однозначно определяет положение (геометрическое) скачка в сопле.

Задавая M_1 , определяем q_1 (ГДФ), где $q_1 = \frac{F_{kp}}{F_1}$ (F_1 - площадь поперечного сечения

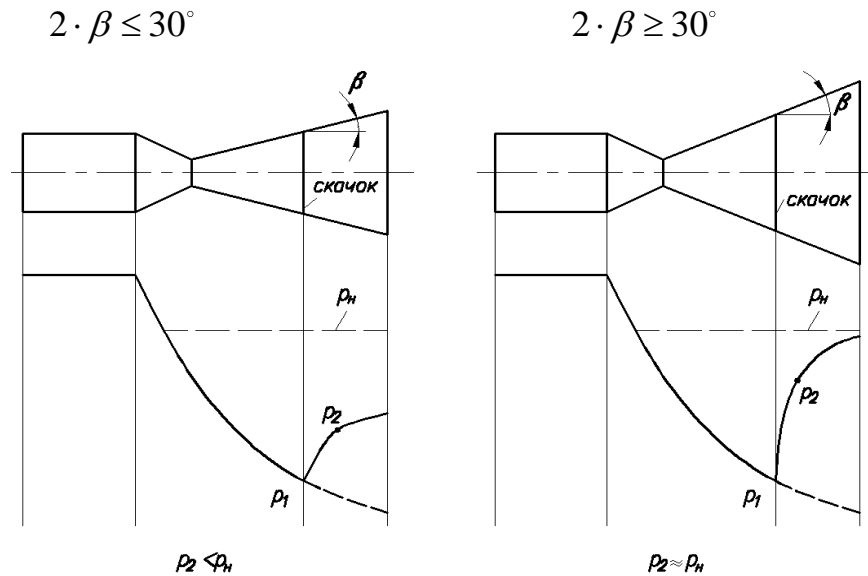
сопла в месте скачка). Тогда диаметр в месте скачка $D_1 = \sqrt{\frac{4 \cdot F_1}{\pi}}$. Местоположение

скачка $x_1 = f(D_1)$ определяем геометрически на контуре сопла. Опыт показал, что в

конических соплах с углами раствора $2 \cdot \beta \geq 30^\circ \rightarrow p_2 \approx p_n$, т. е. $\frac{p_2}{p_n} \approx 1$. И тогда

$$\frac{p_k}{p_n} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{0,73 \cdot M_1 + 0,39}. \quad (6)$$

Некоторое различие характера изменения давления за скачком для различных углов раствора сопла показано на рисунке.



Для положения скачка на срезе сопла (любого):

$$\frac{p_k}{p_n} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_a^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{0,73 \cdot M_a + 0,39}. \quad (7)$$

Уравнение (7) можно использовать для определения характерных скачковых точек как в дроссельной, так и в высотной характеристиках ($p_{K_{ск}}$, $p_{H_{ск}}$).

$$p_{K_{ск}}, p_{H_{ск}} = f\left(\frac{p_k}{p_n}\right)_{ск}.$$

$p_{кск}, p_{нск}$ - давления, которые разделяют течение в сопле на два режима:

- безотрывное ($p_k > p_{кск}; p_n < p_{нск}$);
- отрывное ($p_k < p_{кск}; p_n > p_{нск}$).

Для сопел с углами $2 \cdot \beta < 30^\circ$ следует пользоваться уравнением (5), а для сопел с углами $2 \cdot \beta > 30^\circ$ - уравнением (6).

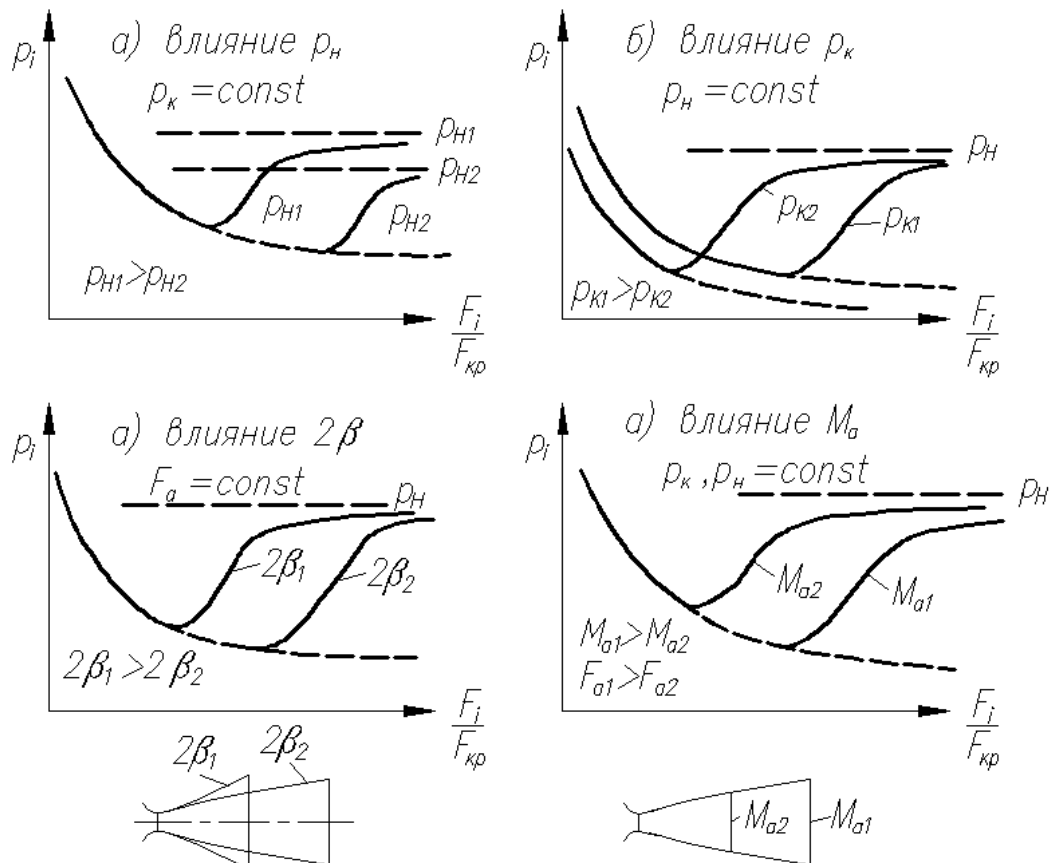
Если скачок на срезе, то $p_1 = p_a$, $p_2 = p_n$, $M_1 = M_a$.

$$\text{И тогда } \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр} = \frac{p_n}{p_a} = 0,73 \cdot M_a + 0,39. \quad (8)$$

Здесь p_n и p_a можно так же назвать скачковыми. Уравнения (7) и (8) равносильны для определения скачковых точек.

3. Влияние основных параметров на положение скачка в сопле.

На положение скачка и характер кривой давления за скачком в общем случае влияют все газодинамические и геометрические параметры. Однако, при турбулентном течении ($Re > 5 \cdot 10^5$), характерном для ракетных сопел, основными влияющими параметрами являются только 4: $p_k, p_n, 2 \cdot \beta, M_a$ (см. рисунок).



Анализ:

1. влияние p_k и p_n одинаково, но противоположно, поэтому их влияние оценивается универсально, как влияние $\frac{p_k}{p_n}$ или $\frac{p_n}{p_k}$.

2. Характер кривой давления за скачком зависит и от самого положения скачка в сопле. Чем ближе скачок к срезу, тем более крутой характер у кривой. Чем дальше скачок от среза, тем ближе давление в струе на срезе к давлению окружающей среды p_n .

3. Представление результатов расчёта (эксперимента) обычно даётся в относительных координатах $\pi_i = f(\bar{F}_i)$, где $\pi_i = \frac{p_i}{p_k}$, а $\bar{F}_i = \frac{F_i}{F_{кр}} = \frac{1}{q_i}$.

4. Все основные сведения в разделе о скачках уплотнения в сопле относятся к коническим соплам, но в первом приближении их можно использовать и для профилированных сопел, у которых β - полуугол на срезе сопла.

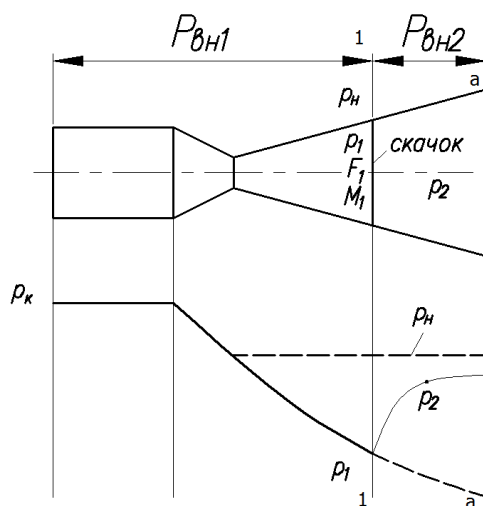
5. Чем больше p_k и M_a , тем ближе скачок к срезу сопла.

6. Чем больше p_n и β , тем дальше скачок от среза сопла.

ЛЕКЦИЯ №22.

4. Тяга камеры при наличии в сопле скачка уплотнения.

Течение с отрывом потока от стенки сопла из-за скачка уплотнения – это течение с потерей энергии потока, с одной стороны, и влиянием окружающей среды, с другой стороны. Решение этой проблемы по строгим газодинамическим законам невозможно, поэтому для определения тяги используются эмпирические соотношения (см. выше). Тягу камеры здесь можно представить как сумму двух тяг: тягу до скачка и тягу после скачка.



Всегда: $P = P_{вн} + P_{нар}$, где

$P_{нар} = -p_n \cdot F_a$, и тогда представим:

$$P_{вн} = P_{вн1} + P_{вн2}.$$

Характер течения до скачка безотрывный, поэтому можно использовать один из видов уравнения внутренней тяги для идеальной камеры, в которой течение считается одномерным, изоэнтропическим, бескачковым. Например:

$P_{вн1} = p_1 \cdot F_1 \cdot (1 + \kappa \cdot M_1^2)$, где p_1, F_1, M_1 - параметры невозмущенного потока в сечении, где расположен скачок.

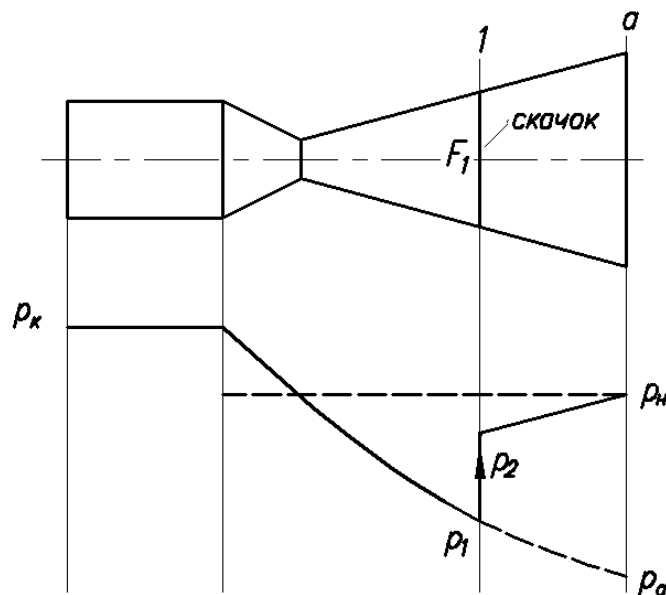
Характер изменения давления за скачком (p_{1-a}) для каждого сопла и газа индивидуальный. Этому вопросу посвящено много исследований, даны рекомендации, но они не всегда верны (не универсальны). Поэтому предлагаются более простые решения (расчетные модели).

Расчётная модель №1. Эту модель рекомендуется использовать для сопел со сравнительно малыми углами раствора, т.е. там, где p_2 заметно меньше p_H . Среднее давление за скачком здесь равно его среднеарифметическому значению, т.е.

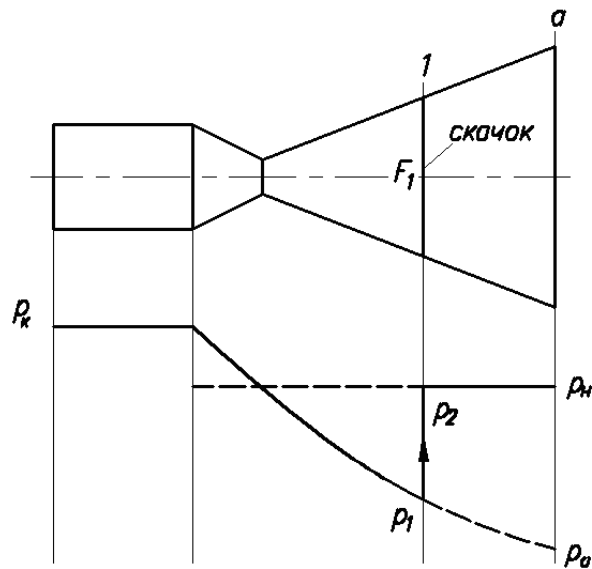
$$p_{1-a} = \frac{1}{2} \cdot (p_2 + p_H) \text{ (см. рисунок).}$$

$$\text{Тогда } P_{вн2} = \int_1^a p_{1-a} \cdot dF = \frac{1}{2} \cdot (p_2 + p_H) \cdot (F_a - F_1),$$

$$P = p_1 \cdot F_1 \cdot (1 + \kappa \cdot M_1^2) + \frac{1}{2} \cdot (p_2 + p_H) \cdot (F_a - F_1) - p_H \cdot F_a.$$



Расчётная модель №2. Эта модель рекомендуется для сравнительно больших углов раствора сопла, где можно допустить, что $p_2 = p_H$, т.е. $p_{1-a} = p_H$ (см. рисунок).

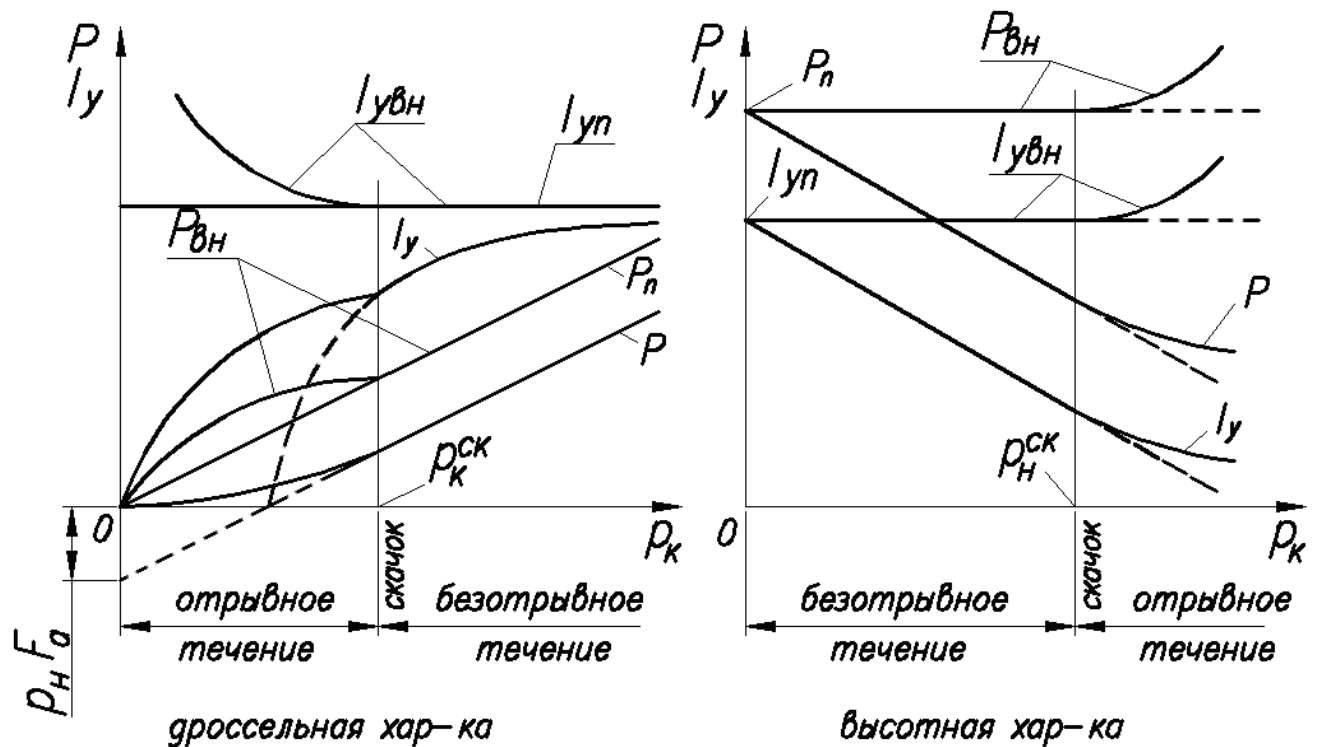


Тогда $P_{вн2} = \int_1^a p_{1-a} \cdot dF = p_n \cdot (F_a - F_1),$

$$P = p_1 \cdot F_1 \cdot (1 + \kappa \cdot M_1^2) + p_n \cdot (F_a - F_1) - p_n \cdot F_a = p_1 \cdot F_1 \cdot (1 + \kappa \cdot M_1^2) + p_n \cdot F_a - p_n \cdot F_1 - p_n \cdot F_a = p_1 \cdot F_1 \cdot (1 + \kappa \cdot M_1^2) - p_n \cdot F_1.$$

Отсюда следует, что часть сопла, расположенная за скачком, как бы не участвует в создании тяги.

5. Дроссельная и высотная характеристики камеры при наличии в сопле скачка уплотнения.



Анализ:

1. Характер зависимости выражает собой реальное изменение тяги и удельного импульса в отличие от идеальной камеры;
2. До некоторых значений p_k и p_n , при которых скачок располагается на срезе, характеристики определяются по уравнениям для безотрывного течения в сопле;
3. При $p_k < p_k^{ск}$ или $p_n > p_n^{ск}$ следует пользоваться эмпирическими зависимостями. Эмпирические зависимости близки к действительным в диапазоне $M_1 = 1,5 \dots 5,0$;
4. При наличии скачка в сопле характеристики выше, чем без скачка – это вызвано тем, что давление за скачком выше, чем при безотрывном течении. Однако, в целом это не является преимуществом. Если при изменении p_k или p_n соответственно изменять F_a , то характеристики будут выше, чем при наличии скачка в сопле.

ЛЕКЦИЯ №23.

6. Дроссельная характеристика многокамерного двигателя (связки камер) при поочередном и одновременном дросселировании камер.

1. В общем случае:

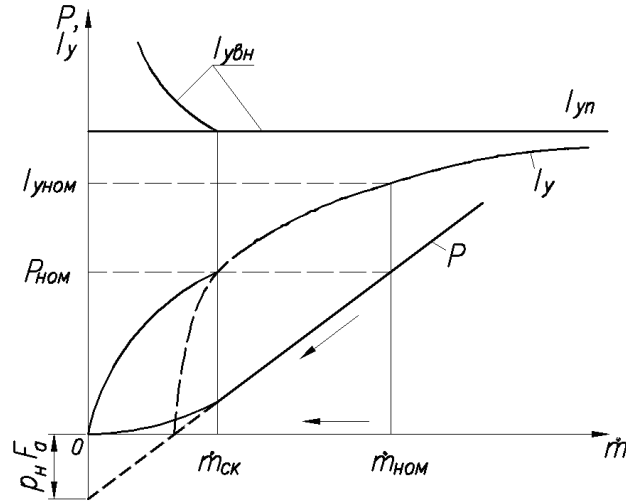
$$P = P_{вн} - p_n \cdot F_a; \quad I_y = I_{y_{вн}} - \frac{p_n \cdot F_a}{\dot{m}}.$$

Из дроссельной характеристики камеры следует, что заданное снижение расхода (дросселирование) сопровождается снижением удельного импульса за счет возрастания отрицательной величины $\frac{p_n \cdot F_a}{\dot{m}}$. При этом, чем больше площадь среза сопла F_a , тем больше потерь удельного импульса I_y при прочих равных условиях.

2. Отсюда следует, что можно использовать вместо одной «большой» камеры несколько «маленьких» с теми же суммарными значениями тяги P_Σ и расхода \dot{m}_Σ и геометрически подобных «большой» камере. При этом снижение тяги можно проводить за счет снижения тяги одной из «маленьких» камер, а отрицательная составляющая

удельного импульса $\frac{p_n \cdot F_a}{\dot{m}}$ уменьшится во столько раз, во сколько раз меньше F_a одной «маленькой» дросселируемой камеры по сравнению с F_a одной «большой» камеры.

3. Вначале обратимся к дроссельной характеристике одной камеры в виде $P, I_{yвн} = f(\dot{m})$. Т.к. $\dot{m} \sim p_k$, то её вид аналогичен зависимости $P, I_y = f(p_k)$ (см. рисунок).



4. Рассмотрим работу двигателя состоящего из n камер и двигателя с одной эквивалентной камерой. Эквивалентность означает равенства

$F_{кр\Sigma} = n \cdot F_{кр}; F_{a\Sigma} = n \cdot F_a; P_\Sigma = n \cdot P; \dot{m}_\Sigma = n \cdot \dot{m}; I_{y\Sigma} = I_y$ и геометрическое подобие «большой» и «маленьких» камер. Только такое сопоставление справедливо. Итак:

$$n = 1, 2, \dots, (i-1), i, (i+1), \dots, n,$$

где n – число «маленьких» камер, i – номер дросселируемой камеры ($\dot{m} = \text{var}$),

$1, 2, \dots, (i-1)$ – камеры работают на номинальном режиме ($\dot{m} = \text{const}$),

$(i+1), \dots, n$ – камеры отключены ($\dot{m} = 0$). И тогда:

$$P_\Sigma = P_{ном} \cdot (i-1) + P_i,$$

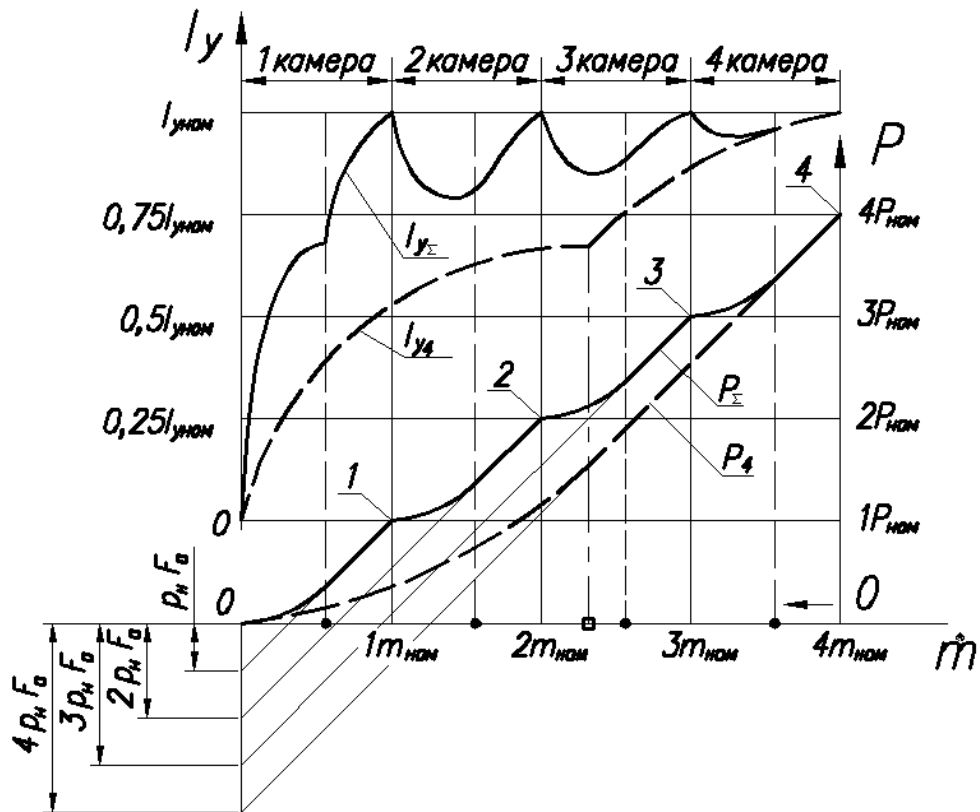
$$\dot{m}_\Sigma = \dot{m}_{ном} \cdot (i-1) + \dot{m}_i,$$

$$I_{y\Sigma} = \frac{P_\Sigma}{\dot{m}_\Sigma} = \frac{P_{ном} \cdot (i-1) + P_i}{\dot{m}_{ном} \cdot (i-1) + \dot{m}_i},$$

где $P_{ном}, \dot{m}_{ном}, I_{уном}$ – параметры одной камеры на номинальном режиме,

P_i, \dot{m}_i – параметры дросселируемой камеры.

5. В качестве примера рассмотрим сравнительные дроссельные характеристики связки из 4-х камер при одновременном ("4") и поочередном ("Σ") снижении расхода от номинального значения ($4 \cdot \dot{m}_{ном}$) до нуля при $p_n > 0$ (см. рисунок).



$P_{ном}, I_{уном}, \dot{m}_{ном}$ - параметры одной камеры на номинальном режиме работы.

$P_{\Sigma}, I_{у\Sigma}, \dot{m}_{\Sigma}$ - параметры связки 4-х камер при их поочерёдном дросселировании.

$P_4, I_{у4}, \dot{m}_4$ - параметры связки 4-х камер при их одновременном дросселировании.

• - скачок уплотнения на срезе сопла при поочерёдном дросселировании.

□ - скачки уплотнения на срезах 4-х сопел при одновременном дросселировании (или эквивалентного им «большого» сопла).

$$\text{Здесь } \dot{m}_4 = 4 \cdot \dot{m}_i; \quad P_4 = 4 \cdot P_i; \quad I_{у4} = \frac{P_4}{\dot{m}_4}.$$

На рисунке:

• штриховой линией показана характеристика при одновременном дросселировании 4-х камер (или одной «большой»);

- сплошной линией – при очередном дросселировании, начиная с последней (4-ой) камеры до полного выключения каждой камеры.

Пример: дросселируется 4-ая камера:

$$I_{y\Sigma} = \frac{3 \cdot P_{ном} + P_4}{3 \cdot \dot{m}_{ном} + \dot{m}_4}, \text{ где } P_{ном}, \dot{m}_{ном} = const; I_{y\Sigma} \leq I_{уном}.$$

Выводы:

1. На номинальном режиме (точка 4) характеристики одинаковы.
2. До вхождения скачка в 4-ое сопло характеристики одинаковы.
3. После вхождения скачка в любое дросселируемое сопло $I_{y\Sigma}$ продолжает падать, но менее интенсивно, чем I_{y4} . Он достигает минимума и вновь возрастает до $I_{уном}$.

Минимум $I_{y\Sigma}$ не совпадает по значению расхода с моментом входа скачка в сопло.

Подъем $I_{y\Sigma}$ после минимума вызван тем, что доля I_y дросселируемой камеры в $I_{y\Sigma}$ снижается, а при полном выключении она равно нулю.

Основной вывод: на всем участке дроссельной характеристики связки камер при поочередном дросселировании (или отключении камер) тяга и удельный импульс выше, чем при одновременном дросселировании (или дросселировании одной эквивалентной камеры).

4. Меньшему количеству дросселированных (отключенных) камер соответствует большее значение $I_{y\Sigma}$, то есть, чем больше число недросселированных камер, тем больше $I_{y\Sigma}$.
5. При полном отключении любого количества камер $I_{y\Sigma}$ становится равным $I_{уном}$.
6. Процесс частичного дросселирования одной из камер приводит к частичному снижению $I_{y\Sigma}$, а выключение любого числа камер его не меняет ($I_{y\Sigma} = I_{уном}$).
7. Основные способы понижения тяги многокамерного двигателя:
 - 1) поочередное выключение камер, при этом $I_{y\Sigma} = I_{уном}$. Недостаток – скачкообразное изменение тяги;
 - 2) поочередное дросселирование камер до их выключения. Недостаток – периодическое снижение $I_{y\Sigma}$;
 - 3) Одновременное (синхронное) дросселирование всех камер. Недостаток – значительное снижение $I_{y\Sigma}$.

Раздел 2. Термогазодинамический расчет.

1. Цель расчета. Фазовый состав продуктов сгорания. Реакции диссоциации и рекомбинации. Принцип Ле-Шателье.

Топливо состоит из горючего и окислителя. После химических реакций, т. е. горения топлива в камере сгорания образуются продукты сгорания (ПС) с параметрами p_k, T_k . Ускорение в сопле ПС происходит за счет непрерывного снижения p и T по закону процесса расширения. Одновременно меняются свойства и химический состав ПС.

Целью термогазодинамического расчета является:

- 1) определение параметров ПС в произвольных сечениях камеры;
- 2) определение химического состава ПС (там же).

Параметры и химический состав ПС зависят от:

- 1) природы топлива;
- 2) исходных данных в камере сгорания (p_k);
- 3) исходных данных в нужном сечении (p).

Природа топлива характеризуется:

- химическим составом горючего и окислителя;
- полной энтальпией горючего и окислителя (H_{II}^c, H_{II}^o).

Фазовый состав ПС в общем случае ПС включают в себя:

- 1 – газовую фазу;
- 2 – конденсированную фазу (К- фаза);
- 3 – ионизированную фазу.

Газовая фаза является основной, если не единственной, она включает в себя все газообразные окислы и свободные химические элементы.

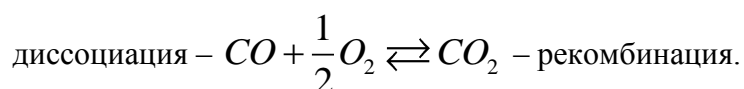
К – фаза может состоять из мелких жидких капель (например H_2O), или жидких, или твердых окислов металлов (например Al_2O_3). Размеры капель и частиц колеблются от долей микрона до сотен микрон.

Ионизированная фаза может возникать при температуре $T_k > 5000K$, когда атомы теряют электроны (отрицательные) и превращаются в ионы (положительные). В ракетных двигателях $T_k \leq 4000K$, поэтому реакции ионизации в расчетах не учитываются. (При полной ионизации наступает 4-е состояние вещества – плазма).

Реакции диссоциации и рекомбинации.

При $T > 2000K$ колебания атомов в молекулах могут привести к преодолению сил притяжения между атомами. При этом молекула распадается на более простые молекулы или атомы. Этот процесс называется реакцией диссоциации. Диссоциация сопровождается понижением температуры, т. е. снижением энтальпии ПС, а, значит, и снижением скорости ПС и удельного импульса I_y . Так, если бы не было диссоциации, то T_k равнялась бы, например, $T_k \cong 4500...5000K$, а в действительности $T_k \cong 3500...4000K$. Снижение температуры из-за диссоциации приводит к соответствующему снижению давления, т. е. в целом – к снижению энергетических возможностей ПС. С другой стороны, при достаточно продолжительном времени пребывания ПС в камере двигателя и благоприятных условиях возникают реакции, противоположные диссоциации, т. е. реакции объединения молекул или атомов в более «крупные» – это называется рекомбинацией. Если диссоциация идет с поглощением тепла, то рекомбинация – с выделением такого же количества тепла.

Рекомбинация – это не горение, а повторное объединение распавшихся в КС атомов и молекул. Если диссоциации свойственна высокая температура, то рекомбинации – низкая. Снижение температуры по длине сопла способствует рекомбинации. В камере сгорания идут одновременно две обратимые реакции: диссоциации и рекомбинации. При этом между ними устанавливается динамическое равновесие. Процессы не прекращаются и идут с одинаковой скоростью в обоих направлениях. Например:



Однако, это равновесие в камере сгорания наступает тогда, когда общее число актов диссоциации значительно превзойдет число актов рекомбинации. Поэтому можно считать, что в камере сгорания преобладают акты диссоциации.

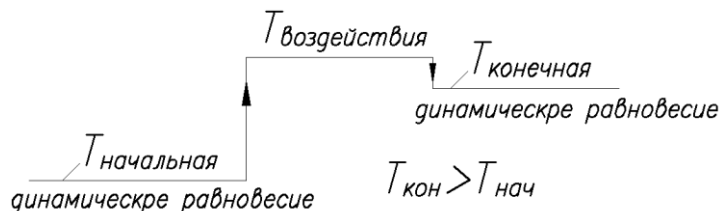
Вдоль по соплу температура ПС снижается, что способствует рекомбинации и выделению тепла. Т. е. соплу характерен процесс рекомбинации. При этом в сопле может выделиться такое же количество тепла, которое было поглощено в камере сгорания (это возможно, если сопло достаточно «длинное» и время пребывания ПС в сопле достаточное). В малогабаритных соплах реакции рекомбинации успевают пройти лишь частично.

Другим фактором, влияющим на рекомбинацию и диссоциацию, является давление. Чем выше давление, тем меньше скорость диссоциации и выше скорость рекомбинации. Например, повышение p_k с 2 до 20МПа приводит к повышению T_k на

величину $\Delta T_k = 300...350K$. Однако, значительно превалирующим параметром на эти процессы является температура.

Принцип Ле-Шателье.

Внешнее воздействие на процесс, находящийся в динамическом равновесии, вызывает одноименную обратную реакцию, которая ослабляет это воздействие. Процесс приобретает вновь динамическое равновесие, но уже на другом уровне. Например:



2. Допущения в расчетах. Расчетные модели процесса течения в сопле.

Наличие обратимых реакций диссоциации и рекомбинации означает, что продукты сгорания – это химически активная смесь. При течении по соплу изменяются температура, давление и химический состав ПС. Меняются и теплофизические свойства ПС. Для основных расчетных моделей можно выделить общие для них допущения:

1. Температура и химический состав ПС в камере сгорания определяются в термогазодинамическом расчете с учетом реакции диссоциации и рекомбинации и наступлением химического равновесия между ними.
2. Доля каждой фазы ПС и энергия колебательного движения частиц соответствуют местным значениям температуры и давления по всей длине камеры двигателя (фазовое и энергетическое равновесие).
3. Полная энтальпия продуктов сгорания в камере сгорания равна полной энтальпии топлива ($H_{\text{П}}^{\text{ПС}} = H_{\text{П}}^{\text{T}}$).
4. Параметры ПС подчиняются уравнению состояния идеального газа.
5. Другие допущения – из определения идеальной камеры (см. выше).

Кроме того, в каждой из расчетных моделей имеются свои собственные допущения, касающиеся процесса расширения в сопле.

1) **Модель идеального процесса расширения.** Химический состав газа (μ) и его теплофизические свойства c_p, c_v , приобретенные в камере сгорания, по длине сопла не изменяются. Показатель процесса n на любом участке сопла остается постоянным и равным отношению $k = \left(\frac{c_p}{c_v} \right)$.

$$\text{Итак: } R = \frac{R_0}{\mu} = \text{const}, C_p = \text{const}, C_v = \text{const}, n = k.$$

Этот процесс можно назвать условно предельно неравновесным. Такая модель расчета позволяет создать теорию идеальной камеры двигателя (сопла).

2) **Модель химически неравновесного процесса расширения** Химический состав ПС, приобретенный в КС, по длине сопла не изменяется («заморожен»), но его теплофизические свойства в каждом сечении сопла соответствует местным значениям давления и температуры. Показатель процесса расширения на каждом участке сопла определяется из уравнения $\frac{P}{\rho^n} = \text{const}$, как осреднённый для двух крайних значений параметров – в КС и в заданном сечении.

$$\text{Итак, } R = \text{const}; \quad c_p = \text{var}; \quad c_v = \text{var}; \quad n = \frac{\lg\left(\frac{p_\kappa}{p}\right)}{\lg\left(\frac{\rho_\kappa}{\rho}\right)} = \frac{\lg\left(\frac{p_\kappa}{p}\right)}{\lg\left(\frac{p_\kappa \cdot R \cdot T}{p \cdot R \cdot T_\kappa}\right)} = \frac{\lg\left(\frac{p_\kappa}{p}\right)}{\lg\left(\frac{p_\kappa \cdot T}{p \cdot T_\kappa}\right)}.$$

3) **Модель химически равновесного процесса расширения.** Химический состав ПС, приобретенный в КС, и его теплофизические свойства в каждом сечении сопла соответствует местным значениям давления и температуры. Показатель процесса n на каждом участке определяется из уравнения процесса $\frac{P}{\rho^n} = \text{const}$, как осреднённый для двух крайних значений параметр - в камере сгорания и в заданном сечении.

$$\text{Итак: } R = \text{var}, \quad c_p = \text{var}, \quad c_v = \text{var}, \quad n = \frac{\lg\left(\frac{p_\kappa}{p}\right)}{\lg\left(\frac{p_\kappa \cdot T \cdot R}{p \cdot T_\kappa \cdot R_\kappa}\right)}.$$

Здесь скорость прохождения химических реакций бесконечно большая, поэтому химический состав и свойства мгновенно отслеживают изменение давления и температуры. Этот процесс можно условно назвать предельно равновесным.

4) Модель равновесно-неравновесного процесса расширения. Например, до критического сечения процесс равновесный, после - неравновесный. (Промежуточная модель между 2-ой и 3-ей моделями).

В действительном процессе ни одно из перечисленных допущений не выполняется полностью. Здесь реакции рекомбинации в сопле идут обязательно, но не во всём объёме. Таким образом, характеристики действительного процесса находятся в «коридоре» между неравновесным и равновесным процессами расширения.

Использование модели равновесного процесса предпочтительно, т.к. она учитывает реальное изменение состава ПС и корректирует параметры. Естественно, энергетические параметры в равновесном процессе (T, W, H) выше, чем в неравновесном. Для малогабаритных сопел более точен неравновесный процесс, т. к. время пребывания в сопле ПС незначительно и реакции рекомбинации почти не реализуются, для крупногабаритных – равновесный процесс.

Существует много программ термогазодинамического расчёта. Одной из основных является программа "Астра" ("ASTRA"), разработанная в МГТУ профессором Трусовым. Она основана на универсальном методе, базирующемся на принципе максимальной энтропии, которая определяется для КС и остается неизменной до среза сопла. При определении параметров в любом сечении предусматривается двухшаговый процесс:

- определяются параметры в КС для заданных условий;
- по полученной величине энтропии (S) в камере сгорания и одному из заданных параметров в нужном сечении определяются все остальные.

Типовые исходные данные (например, для ЖРД):

- давление в КС и в произвольном сечении сопла,
- условные химические формулы и полные энтальпии компонентов топлива,
- коэффициент избытка окислителя.

ЛЕКЦИИ №26, 27.

3. Термохимические характеристики топлива или его компонентов. Соотношение расходов компонентов, их величина и полная энтальпия.

Под термохимическими характеристиками подразумеваются условные химические формулы (УХФ) с условными молекулярными массами компонентов или топлива, действительное или теоретически необходимое количество окислителя для сгорания горючего, полные энтальпии топлива или отдельных его компонентов и другие показатели.

а. Условная химическая формула (УХФ) и молекулярная масса (μ).

$$\mu = \sum \mu_i b_i,$$

где μ_i - молекулярная масса "i"-го химического элемента,

b_i - число грамм-атомов элемента,

μ - кажущаяся (условная) молекулярная масса топлива или отдельного компонента.

В расчётах используется только УХФ. По своему виду она может совпадать с простой химической формулой.

Например: $H_2 \rightarrow H2$; $H_2O \rightarrow H2O$.

Пусть в компоненте или в топливе имеются элементы: C, H, O, N . Тогда УХФ будет: $C_{bC}H_{bH}O_{bO}N_{bN}$, где b – условное число атомов этих элементов, которое зависит от массовых долей q вещества в смеси и их молекулярных масс μ .

Пример для окислителя АК-27:

$$\left. \begin{array}{ll} N_2O_4 - 27\%, & m.e. \quad q_{N_2O_4} = 0,27 \\ HNO_3 - 70\%, & m.e. \quad q_{HNO_3} = 0,70 \\ H_2O - 3\%, & m.e. \quad q_{H_2O} = 0,03 \end{array} \right\} \text{ известно при изготовлении АК-27.}$$

Молекулярные массы веществ в смеси АК-27:

$$\mu_{N_2O_4} = 2 \cdot 14 + 4 \cdot 16 = 92,$$

$$\mu_{HNO_3} = 1 \cdot 1 + 1 \cdot 14 + 3 \cdot 16 = 63,$$

$$\mu_{H_2O} = 2 \cdot 1 + 1 \cdot 16 = 18.$$

Определим, сколько молей двух веществ приходится на одну долю третьего вещества. В качестве третьего вещества возьмём один моль N_2O_4 . На него приходится x молей HNO_3 и y молей H_2O . И тогда:

$$N_2O_4 + x \cdot HNO_3 + y \cdot H_2O = \sum \text{молей в АК-27}.$$

Для определения x и y составим пропорции:

$$\left. \begin{array}{l} 1 \cdot 92 N_2O_4 - 0,27 \\ x \cdot 63 HNO_3 - 0,7 \\ y \cdot 18 H_2O - 0,03 \end{array} \right\}$$

Следовательно:

$$x = \frac{92 \cdot 0,7}{63 \cdot 0,27} = 3,786 \text{ моль}, \quad y = \frac{92 \cdot 0,03}{18 \cdot 0,27} = 0,568 \text{ моль}.$$

Отсюда:

$$b_N = 2 + 3,786 \cdot 1 + 0 = 5,786,$$

$$b_O = 4 + 3,786 \cdot 3 + 0,568 \cdot 1 = 15,926,$$

$$b_H = 0 + 3,786 \cdot 1 + 0,568 \cdot 2 = 4,922.$$

И тогда УХФ для АК-27 будет (для молей): $N5.786 O15.926 H4.922$.

Удобнее выражать УХФ не через моли, а через килограммы. Для этого полученный результат следует умножить на соотношение $\frac{1000}{\mu_\Sigma}$ и тогда для АК-27 она будет выглядеть

так: $N16.97 O46.72 H14.44$.

Пользоваться можно любой из этих формул.

б. Соотношение расходов компонентов. Коэффициенты соотношения. Зависимость расходов компонентов от соотношения.

Горючее содержит в основном горючие элементы (окисляемые элементы), а окислитель – окисляющие. Однако, в обоих компонентах могут присутствовать элементы противоположного назначения. Например: HNO_3 - окислитель, но Н – горючий элемент, N – нейтральный элемент. Чтобы обеспечить полное сгорание, т. е. полное окисление горючих элементов, нужно обеспечить полное замещение наивысших валентностей окисляющих элементов валентностями окисляемых элементов. У окисляющих, как правило, положительная валентность, а у окисляемых - отрицательная.

Полное окисление: $C \rightarrow CO_2$; $H \rightarrow H_2O$.

В действительности из-за диссоциации наряду с полными окислами могут быть и неполные, например: CO, OH и другие. Могут так же образоваться и окислы NO , хотя теоретически азот является нейтральным. Горючее и окислитель применяются в определённом соотношении расходов. Наилучшее соотношение называется стехиометрическим. Под этим соотношением понимается отношение теоретически минимального количества $[кг]$ окислителя, необходимое для полного окисления $1[кг]$ горючих элементов топлива.

$$K_{то} = \frac{1 \text{ кг окислителя}}{1 \text{ кг горючих элементов топлива}} - \text{коэффициент стехиометрического}$$

соотношения компонентов.

$K_{то}$ - условный, теоретический коэффициент. Он необходим для относительной оценки действительного процесса горения. Его величина определяется двумя способами.

Один из них:

$$K_{mo} = -\frac{\mu_o}{\mu_z} \cdot \frac{\left(\sum b_i \nu_i\right)_z}{\left(\sum b_i \nu_i\right)_o},$$

где μ_o, μ_z - молекулярные массы окислителя и горючего по УХФ;

b_i - число грамм-атомов "i"-го элемента в УХФ;

ν_i - наивысшая валентность "i"-го элемента.

Знак минус необходим для получения положительного значения K_{mo} .

Наивысшие валентности некоторых химических элементов:

элемент	H	C	N	F	Cl	Al	B	O	Be	Li	Na	K	Mg
валентность	-1	-4	0	+1	+1	-3	-3	+2	-2	-1	-1	-1	-2

Действительное соотношение расходов компонентов определяется как:

$$K_m = \frac{\dot{m}_o}{\dot{m}_z} \text{ - коэффициент действительного соотношения компонентов,}$$

где \dot{m}_o - расход окислителя, $\left[\frac{\text{кг}}{\text{с}}\right]$,

\dot{m}_z - расход горючего, $\left[\frac{\text{кг}}{\text{с}}\right]$.

Другой способ определения K_{mo} будет изложен в курсе «Топливо и рабочие процессы» (8-й семестр).

Вместо K_m удобнее использовать коэффициент избытка окислителя $\alpha = \frac{K_m}{K_{mo}}$.

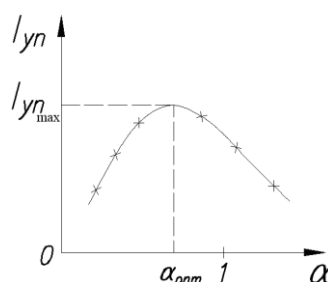
Если $\alpha < 1$ - топливо с недостатком окислителя;

$\alpha > 1$ - топливо с избытком окислителя;

$\alpha = 1$ - стехиометрическое соотношение компонентов топлива;

α_{opt} - термодинамически оптимальное соотношение компонентов, при котором

$I_{yn} = I_{yn}^{\max}$. И здесь график будет выглядеть так:



в. Связь величин расходов компонентов с K_m и α .

$$\dot{m} = \dot{m}_o + \dot{m}_z; \quad K_m = \frac{\dot{m}_o}{\dot{m}_z}; \quad \alpha = \frac{K_m}{K_{m0}}.$$

$$\dot{m}_o = K_m \cdot \dot{m}_z; \quad \dot{m} = \dot{m}_z \cdot (1 + K_m); \quad \dot{m}_z = \frac{\dot{m}}{1 + K_m};$$

$$\dot{m}_o = \dot{m} - \dot{m}_z = \dot{m} - \frac{\dot{m}}{1 + K_m} = \frac{K_m \cdot \dot{m}}{1 + K_m}. \text{ И так:}$$

$$\dot{m}_z = \frac{\dot{m}}{1 + K_m}, \quad \dot{m}_o = \frac{K_m \cdot \dot{m}}{1 + K_m}, \text{ или } \dot{m}_z = \frac{\dot{m}}{1 + \alpha \cdot K_{m0}}; \quad \dot{m}_o = \frac{\alpha \cdot K_{m0} \cdot \dot{m}}{1 + \alpha \cdot K_{m0}}.$$

г. Полная энтальпия топлива и компонентов H_n .

$$H_n = H + U_{\text{хим}},$$

где $H = c_p \cdot T$ - энтальпия,

$U_{\text{хим}}$ - химическая энергия компонентов или топлива.

Под $U_{\text{хим}}$ понимается то количество теплоты, которое либо выделяется, либо поглощается при образовании (создании) данного вещества из исходных (стандартных) веществ.

Химическая энергия стандартных веществ принимается за нуль отсчёта. В качестве стандартных веществ берутся газы, имеющиеся в «природном» состоянии, или металлы – в кристаллическом состоянии (O , H , Al , Mg , B и т.д.). Если известны полные энтальпии компонентов, то полная энтальпия топлива будет равна

$$H_n^T = \frac{H_n^z + K_m \cdot H_n^o}{1 + K_m}.$$

Системы отсчёта H_i (в зависимости от T).

Исторически существуют три системы отсчета величины H_n :

$$1) 20^\circ C (293K); \quad 2) 25^\circ C (298K); \quad 3) -273^\circ C (0K).$$

Значения полных энтальпий даются в справочниках.

Для получения достоверных результатов термодинамического расчета следует «привести» значения H_i компонентов в одну из этих систем. Ниже в таблице приведены основные сведения для отдельных компонентов ЖРД:

	Компонент	Условная химическая формула	Полная энтальпия, кДж/кг	Плотность кг/м ³	Температура, К
1	Кислород жидкий	O ₂	-398.3	1135	90
2	Азотная кислота АК-27	H14.44O46.72N16.98	-2377.3	1596	298
3	Азотная кислота HNO ₃ -100%	H1N1O3	-2756	1504	298
4	Азотный тетраоксид	N ₂ O ₄	-212.5	1443	294
5	Фтор жидкий	F ₂	-339.3	1507	85
6	Перекись водорода – 100%	H ₂ O ₂	-5520.4	1442	298
7	Керосин	C _{7.21} H _{13.29}	-1958.1	830	298
8	Несимметричный диметилгидразин (НДМГ)	C ₂ N ₂ H ₈	842	786	298
9	Гидразин	N ₂ H ₄	1559.3	1004	298
10	Аммиак жидкий	N ₁ H ₃	-4185	682	239.7
11	Метан жидкий	C ₁ H ₄	-5566	424	112
12	Аэрозин – 50	H15.5N5.75C2	1198.8	884	298
13	Тонка – 250		-774.2	840	298
14	Водород жидкий	H ₂	-4353.9	70.76	20
15	Этиловый спирт – 95%		-6495.7	803.5	298

4. Система уравнений термогазодинамического расчета.**Типовые исходные данные:**

1. Термохимические характеристики компонентов или топлива в целом – УХФ, H_{II} , α ,
2. Условия в камере сгорания – p_k ,
3. Условия в произвольном сечении – p (на срезе сопла – p_a).

Типовой состав топлива:

Для «простого» топлива принято включать четыре химических элемента: С, Н, О, N. В РДТТ используют более сложные топлива, которые часто включают в себя металлические добавки: алюминий (Al), магний (Mg), бериллий (Be), бор (B).

Типовой состав продуктов сгорания (ПС) 4-х элементного топлива:

Принято считать, что здесь можно получить 11 основных составляющих продуктов сгорания:

$H_2O; CO_2; OH; CO; NO; H_2; O_2; N_2; H; O; N$. При $\alpha < 0,5$ может «выпадать» углерод (C) в виде сажи. При горении твердых топлив с металлами образуется конденсированная фаза (K-фаза), например Al_2O_3 .

Обычно состав ПС выражают двумя способами:

- 1) через N_q – число молей газа в одном кг ПС,
- 2) через p_q – парциальное давление одного газа в ПС.

Известно, что $\frac{p_q}{p} = \frac{N_q}{N}$, где $N = \sum N_q$ – суммарное число молей всех газов,

$p = \sum p_q$ – полное давление всех газов в ПС.

Типовое число неизвестных в расчете:

Число неизвестных величин определяется числом газов в ПС и температурой. 11 газов + 1 температура = 12 неизвестных. Значит, для решения требуется 12 уравнений.

1) Уравнение сохранения давления (уравнение Дальтона). Полное давление смеси газов равно сумме парциальных давлений каждого газа

$$p = \sum p_q.$$

2) Уравнение сохранения энергии.

Для камеры двигателя составляются два вида этого уравнения:

а) Для камеры сгорания – $H_n^{\kappa} = H_n^T$, где H_n^{κ} – полная энтальпия ПС в КС, H_n^T – полная энтальпия топлива. Здесь величина полной энтальпии ПС приравнивается к величине полной энтальпии топлива.

б) Для среза сопла (или любого сечения):

$$\text{В общем случае } H_n^{\kappa} = H_n^a + \frac{W_a^2}{2}, \text{ или } H_n^{\kappa} = H_n + \frac{W^2}{2}.$$

Здесь полная энтальпия ПС в любом сечении была бы дополнительной неизвестной, поэтому закон сохранения энергии используется в виде закона постоянства энтропии S по длине сопла:

$$S = const, \text{ т.е. } S_k = S_{кр} = S_i = S_a,$$

где S_k определяется для КС, величина которой уже известна.

3) Уравнения сохранения вещества (баланс вещества). Массовая доля любого химического элемента в составе ПС равна массовой доле этого элемента в составе топлива.

Массовая доля элемента в топливе зависит от:

а) массовой доли этого элемента в каждом компоненте,

б) соотношения расходов компонентов в топливе.

Количество уравнений для 4-х элементного топлива будет равно 4. (Выводы этих уравнений – на семинарском занятии). При решении этих уравнений появляется ещё одно неизвестное N – суммарное число молей всех газов. И так:

число указанных выше уравнений = 6, число неизвестных = 12+1=13. Значит требуется ещё 7 уравнений.

4) Уравнения констант химического равновесия K_p .

В процессе химических реакций, проходящих с диссоциацией и рекомбинацией, может устанавливаться химическое равновесие. При равновесии концентрации газов

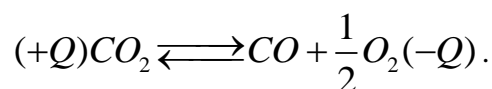
находятся в определенных соотношениях между собой. Для количественного выражения этих соотношений используются константы химического равновесия. В расчете удобнее пользоваться не величинами концентрации, а величинами парциальных давлений газов.

Константа химического равновесия – это соотношение парциальных давлений газов в продуктах сгорания. Число независимых констант равновесия N_{Kp} равно разности числа газов $N_{газов}$ и числа химических элементов в продуктах сгорания $N_{элементов}$ элементов, т.е.:

$$N_{Kp} = N_{газов} - N_{элементов}.$$

В нашем примере «простого» топлива $N_{Kp} = 11_{газов} - 4_{элементов} = 7$.

Таким образом, число неизвестных и число уравнений констант равновесия совпадают. Пример одной из реакций:



Поглощение тепла $(-Q)$ идет в реакции диссоциации (вправо), а выделение $(+Q)$ – в реакции рекомбинации (влево). Таким образом, для данной реакции константа будет как:

$$K_p = \frac{p_{co} \cdot p_{o_2}^{\frac{1}{2}}}{p_{co_2}},$$

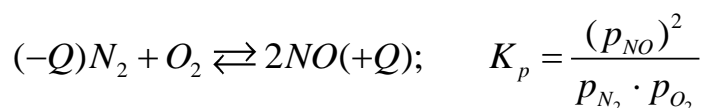
где p – парциальное давление;

K_p – константа химического равновесия;

$1/2$ – показатель степени.

В числителе K_p – с поглощением тепла, в знаменателе – с выделением тепла.

Исключение составляет реакция для азота:



Размерность у констант не учитывается.

Все уравнения констант химического равновесия составлены раз и навсегда и занесены в справочники под своими номерами.

1	$CO_2 \rightleftharpoons CO + \frac{1}{2} O_2$	$K_1 = \frac{P_{CO} \cdot (P_{O_2})^{1/2}}{P_{CO_2}} = f_1(T)$
2	$H_2O \rightleftharpoons H_2 + \frac{1}{2} O_2$	$K_2 = \frac{P_{H_2} \cdot (P_{O_2})^{1/2}}{P_{H_2O}} = f_2(T)$
3	$H_2O \rightleftharpoons OH + \frac{1}{2} H_2$	$K_3 = \frac{P_{OH} \cdot (P_{H_2})^{1/2}}{P_{H_2O}} = f_3(T)$
4	$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2NO$	$K_4 = \frac{(P_{NO})^2}{P_{N_2} \cdot P_{O_2}} = f_4(T)$
5	$H_2 \rightleftharpoons 2H$	$K_5 = \frac{(P_H)^2}{P_{H_2}} = f_5(T)$
6	$O_2 \rightleftharpoons 2O$	$K_6 = \frac{(P_O)^2}{P_{O_2}} = f_6(T)$
7	$N_2 \rightleftharpoons 2N$	$K_7 = \frac{(P_N)^2}{P_{N_2}} = f_7(T)$

Иногда вводятся более универсальные константы, которые образуются из основных.

Итак, число уравнений термодинамического расчета равно числу неизвестных, т.е. равно 13.

5) Методы выполнения термогазодинамического расчета.

Все методы можно условно разделить на две группы:

- 1) универсальные,
- 2) неуниверсальные.

Для универсальных методов можно использовать многокомпонентные и многоэлементные топлива, можно учитывать конденсированную фазу, исходные данные задаются практически произвольно, т.е. ограничений почти не существует. Это означает, что расчет можно провести только с помощью ЭВМ. Однако, в основе универсальных методов заложены перечисленная выше система уравнений. Наиболее распространенный универсальный метод – метод Труслова Б.Г. – программный комплекс «ASTRA.4».

Неуниверсальные методы применяются, если число неизвестных невелико и их проведение допустимо «вручную». Например:

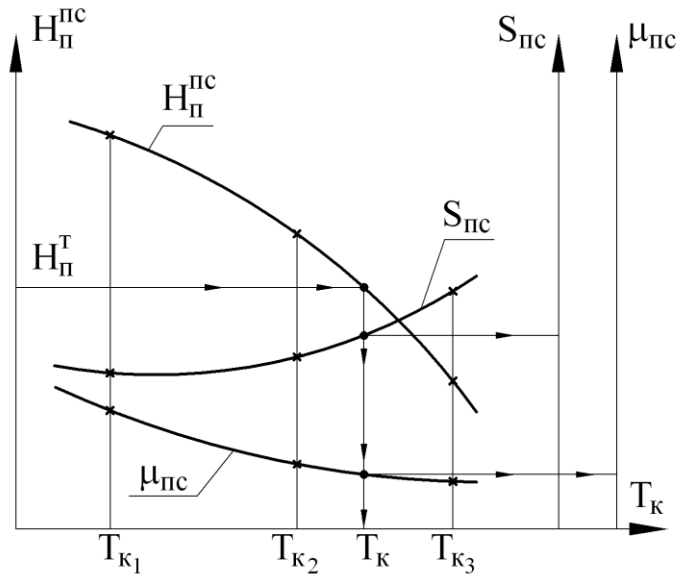
метод «3-х точек» (метод последовательных приближений)

Этот метод базируется на законе сохранения энергии в 2-х видах:

1) Для КС $\longrightarrow H_n^{ПС} = H_n^T$,

2) Для среза сопла $\longrightarrow S_a = S_k$, т.к. $S = const$.

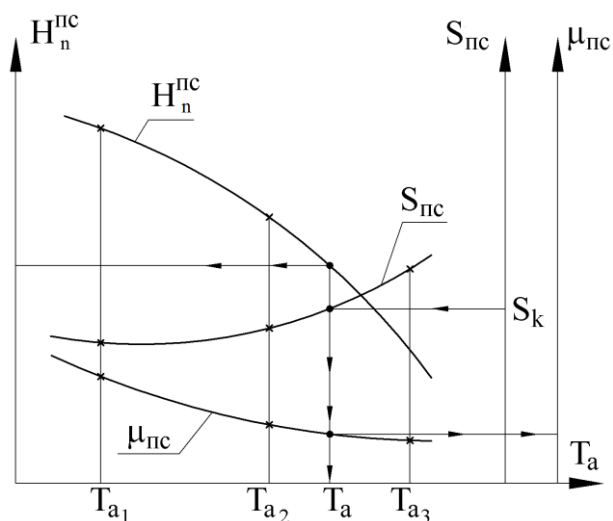
а) для КС $H_n^{nc} = H_n^T$ (см. рисунок).



Последовательность расчета:

- 1) Задается величина ожидаемой температуры в КС $T_k^{ожд}$ (из опыта).
- 2) Задается диапазон T_k так, чтобы $T_k^{ожд}$ находилась в этом диапазоне. Диапазон может включать несколько конкретных T_k (3 или более).
- 3) Задается число газов в продуктах сгорания (3...5).
- 4) По справочнику определяются константы равновесия $K_p = f(T)$.
- 5) По справочнику определяются величины $H_n^{nc}, S_{nc}, \mu_{nc}$.
- 6) Строятся графики $H_n^{nc}, S_{nc}, \mu_{nc} = f(T_k)$ (см. рисунок).
- 7) По равенству $H_n^T = H_n^{nc}$ определяются S_{nc}, μ_{nc}, T_k (см. рисунок).
- 8) Определяется газовая постоянная в КС $R_{nc} = \frac{R_o}{\mu_{nc}}$.

б) для среза сопла $S_a = S_k$ (см. рисунок):



Последовательность расчета:

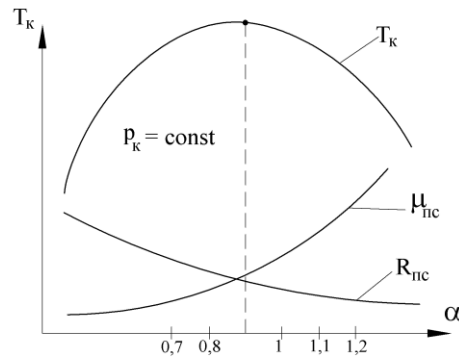
- 1) Принимается равенство констант равновесия $K_p^a = K_p^k$, т.к. процесс в сопле равновесный.
- 2) Определяется T_a для 3-х заданных ранее точек T_k ($T_{a1} = \tau_{a1} \cdot T_{k1}$ и т.п., где τ_a – ГДФ).
- 3) По справочнику определяются $H_n, S_{nc}, \mu_{nc} = f(T_a)$ для всех T_a .
- 4) Строятся графики $H_n^{pc}, S_{nc}, \mu_{nc} = f(T_a)$ по 3-м точкам (см. рисунок).
- 5) По равенству $S_a = S_k$ определяются искомые значения H_n^{pc}, μ_{nc}, T_a (см. рисунок).
- 6) Определяется газовая постоянная $R_{nc} = \frac{R_o}{\mu_{nc}}$.

Т.к. в сопле идут практически только реакции рекомбинации, то для среза сопла из числа газов в продуктах сгорания можно исключить $H, O, N, OH, NO, O_2, N_2$.

6) Анализ результатов термогазодинамического расчета.

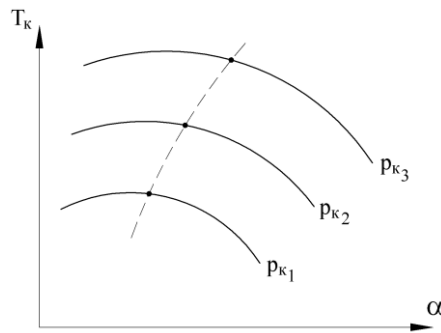
Это анализ зависимостей термодинамических характеристик от основных переменных факторов (параметров), которыми являются p_k и α . Наиболее важными характеристиками камеры сгорания являются I_{yn} и β . В свою очередь, I_{yn} и β зависят и от других параметров, например T_k, R, n , которые так же зависят от p_k и α .

- 1) T_k имеет максимальное значение, которое определяется только термодинамическим расчетом, однако это не означает оптимальность режима, поскольку $W_a \sim \sqrt{R_k T_k}$. Видно, что увеличение скорости истечения, а, значит, удельного импульса возможно лишь при увеличении комплекса $R_k T_k$.



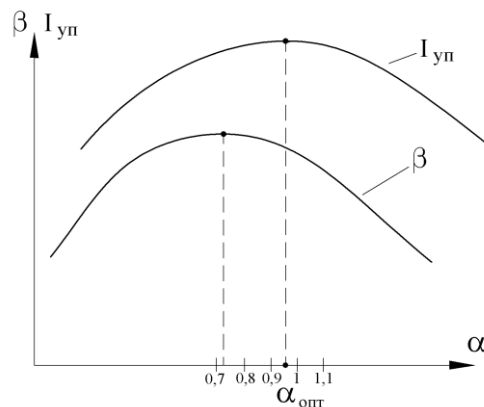
2) С увеличением $\alpha \rightarrow R$ падает из-за увеличения массы молекул продуктов сгорания ($R = \frac{R_0}{\mu}$). Величина T_k имеет максимум, который не совпадает по α с максимумом I_{yn} .

3) С увеличением p_k максимум T_k смещается вверх и вправо по α , т.к. p_k подавляет реакции диссоциации и при $p_k = \infty \rightarrow T_k = T_k^{\max}$.

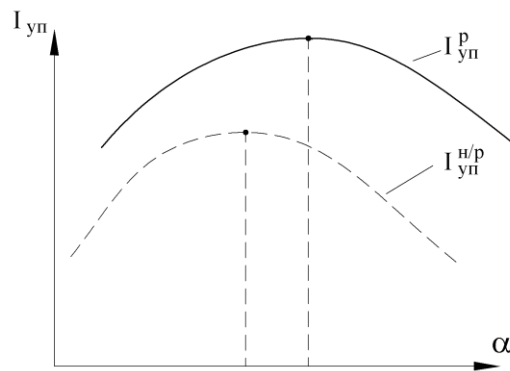


$$p_{k3} > p_{k2} > p_{k1}$$

4) Удельный импульс и расходный комплекс имеют максимум, который не совпадает по α между собой. При $\alpha_{opt} \rightarrow I_{yn} = I_{yn}^{\max}$.

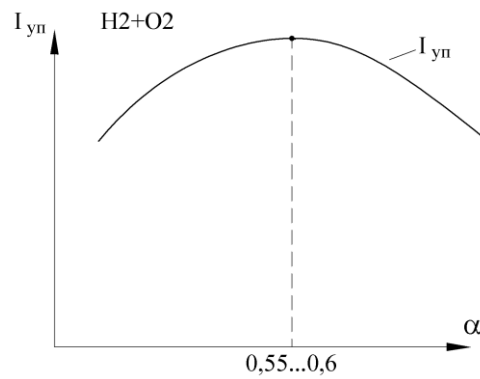


Расчет с помощью модели равновесного течения предпочтительнее по I_{yn} , т.к. в неравновесном течении (процессе) не учитываются реакции рекомбинации в сопле, идущие с выделением тепла



«Р» – равновесный процесс, «Н/Р» – неравновесный процесс.

Особенностью расчета для $H_2 + O_2$ является то, что для этого топлива $\alpha_{\text{опт}} \approx 0.55...0.60$. Однако на практике закладывается $\alpha_{\text{опт}} \geq 0.60$ (≈ 0.65). Это объясняется тем, что $\rho_{H_2}^* \approx 70 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $\rho_{O_2}^* \approx 1100 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $\rho_{O_2} \gg \rho_{H_2}$ и бак водорода становится чрезвычайно большим и тяжелым.



Раздел 3. Характеристики неидеальной камеры.

1. Внутренние потери энергии в камере двигателя.

Процесс горения топлива в камере сгорания и ускорение продуктов сгорания в сопле сопровождаются потерями энергии, а, значит, и потерями удельного импульса. Компенсация этих потерь, при заданной величине тяги может компенсироваться только одним способом – увеличением расхода топлива над его «теоретическим» (расчетным) значением. В свою очередь, увеличение расхода требует увеличения проходной площади сопла по его длине, в т.ч. площади минимального и выходного сечений. При проектировании проточной части сопла в первую очередь определяют три параметра: $\dot{m}, F_{кр}, F_a$.

При заданных P_n, p_k, p_a в реальной камере будет:

$$T_{к\partial} < T_{кт}, F_{к\partial} > F_{крт}, F_{а\partial} > F_{ат}, \dot{m}_{\partial} > \dot{m}_t. \text{ Здесь:}$$

« ∂ » - действительное, «т» - теоретическое (расчетное) значения.

Различие действительных и теоретических параметров объясняется наличием потерь энергии в реальной камере. Потери энергии в камере определяются в виде потерь удельного импульса в пустоте через коэффициент удельного импульса $\varphi_I = \frac{I_{уп\partial}}{I_{упт}}$.

Диапазон $\varphi_I = 0,94...0,97$. С другой стороны, $\varphi_I = \varphi_k \cdot \varphi_c$, где

φ_k - коэффициент камеры сгорания (см.ниже),

φ_c - коэффициент сопла (см.ниже).

Коэффициент φ_I определяется расчетно-экспериментальным способом:

$$I_{уп\partial} = \frac{P_{п\partial}}{\dot{m}_{\partial}}, \dot{m}_{\partial} - \text{из эксперимента}, \quad I_{упт} = \frac{P_{пт}}{\dot{m}_t}, \dot{m}_t - \text{из расчета.}$$

Следует учитывать, что $P_{п\partial} = P_{пт}$, где $P_{п\partial} = P_{\partial} + p_n F_a$.

В первом приближении можно допустить, что $\varphi_I \approx \frac{I_{уп\partial}}{I_{упт}}$, т.к.

$$I_y = \frac{P}{\dot{m}} = I_{yn} - \frac{P_n F_a}{\dot{m}}, \text{ а величина } \frac{P_n F_a}{\dot{m}} \ll I_{yn}.$$

2. Внутренние потери энергии в камере сгорания.

Причины потерь в камере сгорания:

1. Неоднородные распыливание, смешение и соотношение компонентов по поперечному сечению камеры сгорания;
2. Неполное сгорание топлива;
3. Наличие охлаждения (в первую очередь – внутреннего);
4. Высокочастотные и низкочастотные колебания при горении;
5. Другие причины.

Эти потери при заданном p_k приводят к снижению T_k . Они оцениваются через коэффициент камеры сгорания φ_k :

$$\varphi_k = \frac{C_\delta^*}{C_T^*}, \text{ где } C^* - \text{ характеристическая скорость, м/с. При этом:}$$

$$C_\delta^* = \frac{p_{kr}^o \cdot F_{kr} \cdot \mu_c}{\dot{m}_\delta}; \quad C_T^* = \frac{p_{kr}^o \cdot F_{kr}}{\dot{m}_T}, \text{ где}$$

p_{kr}^o - полное давление в критическом сечении,

$$\mu_c - \text{ коэффициент расхода сопла, } \mu_c = \frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_\delta}.$$

Диапазоны изменения φ_k и μ_c : $\varphi_k = 0,96...0,99$, $\mu_c = 0,98...0,99$.

3. Связь между C^* и β , φ_k и φ_β .

Можно выразить $p_{kr}^o = \sigma \cdot p_k$, где $\sigma < 1$ – коэффициент потерь полного давления в дозвуковой части камеры. Эти потери вызваны «тепловым сопротивлением», которое связано с растянутостью процесса горения по длине, неоднородностью и др. Диапазон изменения σ равен $0,99...0,995$.

$$\text{И тогда } C_\delta^* = \frac{p_{kr}^o \cdot F_{kr} \cdot \mu_c}{\dot{m}_\delta} = \frac{\sigma \cdot p_k \cdot F_{kr} \cdot \mu_c}{\dot{m}_\delta} = \sigma \cdot \beta_\delta \cdot \mu_c.$$

$$\text{Для «теоретической» камеры } p_{kr}^o = p_k, \quad \sigma = 1, \quad \mu_c = 1, \quad \beta_T = \frac{p_k F_{kr}}{\dot{m}_T}, \quad C_T^* = \beta_T.$$

$$\text{Отсюда } \varphi_k = \frac{C_\delta^*}{C_T^*} = \frac{\beta_\delta \cdot \sigma \cdot \mu_c}{\beta_T}, \text{ где } \beta_\delta = \frac{p_k \cdot F_{kr}}{\dot{m}_\delta}, \quad \beta_\delta < \beta_T.$$

Обозначим $\varphi_\beta = \frac{\beta_\delta}{\beta_\tau}$ – коэффициент расходного комплекса. Отсюда $\varphi_\kappa = \varphi_\delta \cdot \sigma \cdot \mu_c$.

Величина β_δ определяется из эксперимента, а величина β_τ – из расчета.

Величину φ_κ определить практически невозможно ни в расчете, ни в эксперименте (из-за неопределенности $p_{кр}^o$), поэтому на практике используется величина φ_β . При этом, если камера сгорания изобарическая, то можно принять $\sigma = 1$, а если камера двигателя достаточно крупногабаритная, то можно принять $\mu_c = 1$. И тогда $\varphi_\kappa = \varphi_\beta$.

4. Внутренние потери энергии в сопле.

Причины потери энергии в сопле:

1. Трение газа о стенку сопла (потери учитываются через коэффициент $\varphi_{тр}$);
2. Неоднородность потока на срезе сопла (через коэффициент φ_α);
3. Недовыделение тепла из-за химической неравновесности (через коэффициент φ_Q);
4. Наличие конденсированной фазы (через коэффициент φ_s);
5. Другие причины (через коэффициент φ_i).

Полные потери энергии в сопле учитываются через коэффициент сопла φ_c . По определению: $\varphi_c = \varphi_{тр} \cdot \varphi_\alpha \cdot \varphi_Q \cdot \varphi_s \cdot \varphi_i$.

$\varphi_c = \frac{K_{ПП_\delta}}{K_{ПП_\tau}}$. Диапазон значений $\varphi_c = 0,95 \div 0,99$, где

$K_{ПП} = \frac{P_\Pi}{p_K F_{KP}}$ коэффициент тяги в пустоте,

P_Π – тяга камеры в пустоте, $p_K F_{KP}$ – основная составляющая тяги.

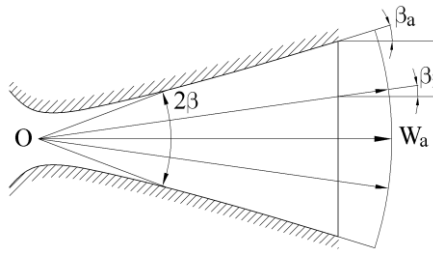
Основными потерями являются потери на трение и неоднородность потока на срезе сопла.

В РДТТ это также потери на двухфазность (наличие К-фазы). Для ЖРД φ_c можно

представить как $\varphi_c = \varphi_{тр} \cdot \varphi_\alpha$.

а) Внутренние потери на неоднородность (всестеронность) потока на срезе сопла.

Рассмотрим на примере конического сопла (см. рисунок).



Здесь точка O – фокус, 2β - угол раствора сопла.

По определению вектор тяги будет равен $\vec{P} = m\vec{W}_a + (\overline{p_a - p_n})F_a$.

«Теоретически» $\vec{W}_a \parallel \vec{X}$, однако это справедливо только на оси сопла. На произвольной линии тока $W_{ai} = W_a \cdot \cos \beta_i$. Диапазон изменения β_a на практике: $\beta_{a_{\text{кон}}} = 10 \div 12^\circ$.

Для конического сопла можно точно определить коэффициент φ_α , учитывая потери на неоднородность потока на срезе как

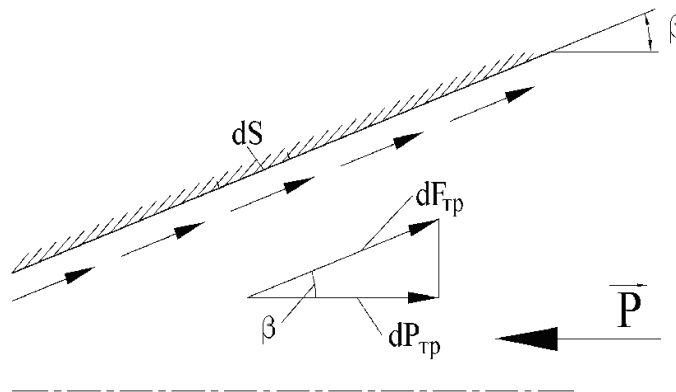
$$\varphi_\alpha = \frac{1 + \cos \beta_a}{\lambda}.$$

Диапазон изменения величины φ_α при этом будет: $\varphi_\alpha = 0,98 \div 0,99$.

Для профилированных сопел можно приближенно использовать эту же формулу при угле на срезе сопла $\beta_{a_{\text{проф}}} = 6 \div 10^\circ$.

б) Внутренние потери на трение потока о стенку сопла.

Рассмотрим кольцевой участок сверхзвуковой части сопла с бесконечно малой площадью dS . Вязкое трение газа о стенку создает силу трения $dF_{\text{тр}}$, действующую вдоль стенки, и как результат – осевую силы трения $dP_{\text{тр}}$, направленную против тяги.



$$dF_{\text{тр}} = C_f \cdot \frac{\rho W^2}{2} dS_{\text{тр}}, \quad dP_{\text{тр}} = dF_{\text{тр}} \cdot \cos \beta, \quad \text{где}$$

где C_f - коэффициент трения,

ρ, W - плотность и скорость в районе dS ,

β - угол наклона стенки к оси сопла.

$$C_f = C_{fo} \left(1 + r \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{-0,55},$$

где C_{fo} - коэффициент трения для несжимаемой жидкости,

r - коэффициент восстановления температуры, $r = \sqrt[3]{P_r}$,

M - число Маха в районе dS

Для курсового проекта принимаем $r = 0,89$. В общем случае величина $C_{fo} = 0,002 \div 0,006$. Для серийных ЖРД: $C_{fo} = 0,003$, для полированных поверхностей: $C_{fo} = 0,002$, для ЖРД малой тяги: $C_{fo} = 0,006$.

На конечном участке сопла потери тяги на трение будут равны $\Delta P_{TP} = \int dP_{TP}$.

И тогда: $P_{TP} = \sum \Delta P_{TP}$ - потери тяги на всем сопле, а коэффициент, учитывающий эти потери φ_{TP} будет определяться как

$$\varphi_{TP} = \frac{P_n - P_{TP}}{P_n}.$$

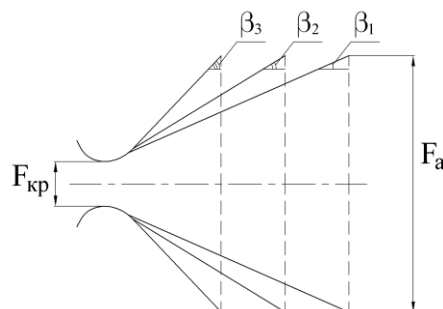
Диапазон величины φ_{TP} обычно равен $\varphi_{TP} = 0,98 \dots 0,99$.

Для определения P_{TP} следует разбить сопло на ряд участков. Чем больше участков, тем точнее расчет. На каждом из участков определяются средние для него параметры ρ, w, M . Потери тяги в дозвуковой части сопла на трение незначительны из-за малых скоростей, поэтому определяем такие потери только в сверхзвуковой части.

5. Оптимизация угла раствора конического сопла.

Рассмотрим, к примеру, три сопла с разными углами раствора. При этом:

$\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$, $F_{кр} = const$, $F_a = const$ (см. рис.).



Для идеального сопла и параметры на срезе, и тяга всех сопел будут одинаковы. В реальном сопле из-за различия угла раствора и площади боковой поверхности сопел и потери на трение, и на рассеивание будут различными. Чем меньше угол раствора, тем больше потери на трение (больше площадь трения) и меньше потери на рассеивание (меньше неоднородность на срезе).

Для определения потерь на трение каждого из сопел разобьем сверхзвуковую часть сопел на некоторое одинаковое количество участков (5 – 6).

Порядок определения оптимального угла раствора

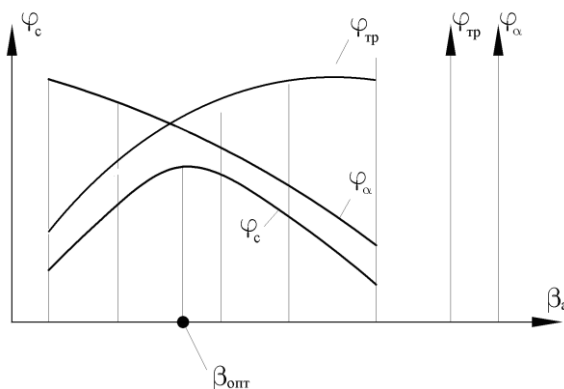
-Определить параметры на концах участков и соответствующие им «средние» параметры ρ , w , M на каждом участке.

-Выполнить расчет площади боковой поверхности участков.

-Определить $\varphi_{тр}$ и φ_{α} на каждом участке.

-Отсюда $\varphi_c = \varphi_{тр} \cdot \varphi_{\alpha}$.

-По полученным данным построить графики $\varphi_c, \varphi_{тр}, \varphi_{\alpha}$. Одна из полученных кривых падающая, а другая возрастающая, значит произведение $\varphi_{тр} \cdot \varphi_{\alpha}$ даст максимальное значение φ_c , которое определяет оптимальный угол раствора сопла $\beta_{опт}$.



В курсовом проекте принять диапазон $\beta = 8 \div 12^{\circ}$ (через 1°). После определения $\beta_{опт}$ округлить его значение до целого числа.

6. Определение действительных значений расхода, площадей критического и выходного сечений сопла.

а) расход топлива \dot{m} .

По определению:

$$\dot{m} = \frac{P}{I_y}, \text{ или } \dot{m}_T = \frac{P_n}{I_{yn}}.$$

Отсюда следует, что действительный расход определяется как

$$\dot{m}_\partial = \frac{P_\partial}{I_{y\partial}}, \text{ или } \dot{m}_\partial = \frac{P_{n\partial}}{I_{yn\partial}}.$$

Здесь индекс « ∂ » – действительный. При этом должно выполняться условие:

$$P_\partial = P_T, P_{n\partial} = P_{nT} = P_n, I_{y\partial} = I_{yTT} \cdot \varphi_J = I_{yTT} \cdot \varphi_K \cdot \varphi_C.$$

Здесь индекс «Т» – теоретический (расчетный, без потерь).

Удобнее определять \dot{m}_∂ через параметры в пустоте:

$$\dot{m}_\partial = \frac{P_{n\partial}}{I_{yn\partial}} = \frac{P_n}{I_{ynT} \cdot \varphi_K \cdot \varphi_C} = \frac{\dot{m}_T}{\varphi_K \cdot \varphi_C} \cdot \boxed{\dot{m}_\partial = \frac{\dot{m}_T}{\varphi_K \cdot \varphi_C}}.$$

Вывод: $\dot{m}_\partial > \dot{m}_T$, так как $\varphi_K < 1$ и $\varphi_C < 1$. Разница $(\dot{m}_\partial - \dot{m}_T)$ компенсирует потери тяги реальной камеры для достижения заданной тяги. В этой формуле не следует учитывать коэффициент расхода сопла μ_C , который участвует при определении

$$F_{KP}.$$

б) площадь критического сечения сопла F_{KP} .

Известно, что равенство $\dot{m}\beta = p_K \cdot F_{KP}$ справедливо и для идеальной и для

$$\text{реальной камеры. Отсюда } F_{KP} = \frac{\dot{m}\beta}{p_K}.$$

$$\text{В реальной камере } F_{KP\partial} = \frac{\dot{m}_\partial \cdot \beta_\partial}{p_K} (1),$$

$$\text{где } \dot{m}_\partial = \frac{\dot{m}_T}{\varphi_K \cdot \varphi_C}, \beta_\partial = \varphi_\beta \cdot \beta_T; \varphi_\beta = \frac{\varphi_K}{\sigma \cdot \mu_C}; \beta_T = \frac{p_K \cdot F_{KPT}}{\dot{m}_T}, p_{K\partial} = p_{KT} = p_K.$$

$$\text{Подставим в (1): } F_{KP\partial} = \frac{\dot{m}_T}{\varphi_K \cdot \varphi_C} \cdot \frac{\varphi_K}{\sigma \cdot \mu_C} \cdot \frac{p_K \cdot F_{KPT}}{\dot{m}_T} \cdot \frac{1}{p_K} = \frac{F_{KPT}}{\sigma \cdot \mu_C \cdot \varphi_C}.$$

$$\boxed{F_{KP\partial} = \frac{F_{KPT}}{\varphi_C \cdot \mu_C \cdot \sigma}} \quad \text{Вывод: } F_{KP\partial} > F_{KPT}, \text{ так как } \varphi_C < 1, \sigma < 1 \text{ и } \mu_C < 1.$$

Величина $F_{KP\partial}$ не зависит от φ_K . Коэффициент φ_K характеризует потери полного давления и температуры из-за несовершенства процессов в КС. Поэтому для компенсации этих потерь требуется:

$$1) \text{ с одной стороны, увеличение } F_{KP} \text{ для пропускания большего расхода } \dot{m}_\partial = \frac{\dot{m}_T}{\varphi_K \cdot \varphi_C}.$$

2) с другой стороны, для поднятия p_K (из-за этого увеличения F_{KP}) до заданного значения требуется такое же уменьшение F_{KP} .

Для крупногабаритных камер, у которых толщина пограничного слоя несопоставимо мала с геометрическими размерами, можно принять $\mu_c = 1$. Для изобарических КС ($p_K = const$, $F_K \geq 3...5F_{KP}$) можно принять $\sigma = 1$.

И тогда
$$F_{KP\partial} = \frac{F_{KPT}}{\varphi_C}.$$

в) площадь среза сопла F_a .

Известно, что $\frac{F_a}{F_{KP}} = f\left(n, \frac{p_a}{p_K}\right)$ - однозначно (см. выше),

$$p_{a\partial} = p_{aT}, p_{K\partial} = p_{KT}. \text{ Отсюда } \left(\frac{p_a}{p_K}\right)_\partial = \left(\frac{p_a}{p_K}\right)_T.$$

Если допустить, что $n_\partial = n_T$ (что близко к действительности), то

$$\left(\frac{F_a}{F_{KP}}\right)_\partial = \left(\frac{F_a}{F_{KP}}\right)_T.$$

Вывод:
$$F_{a\partial} = \frac{F_{aT}}{\varphi_C}. F_{a\partial} > F_{aT} \text{ т.к. } \varphi_C < 1.$$

Зная величины $F_{KP\partial}$ и $F_{a\partial}$, можно спроектировать весь контур сверхзвуковой части сопла.

Раздел 4. Проектирование проточной части камеры двигателя.

1. Определение размеров камеры сгорания.

1) Объем КС (на примере ЖРД).

ЛЕКЦИЯ № 34, 35.

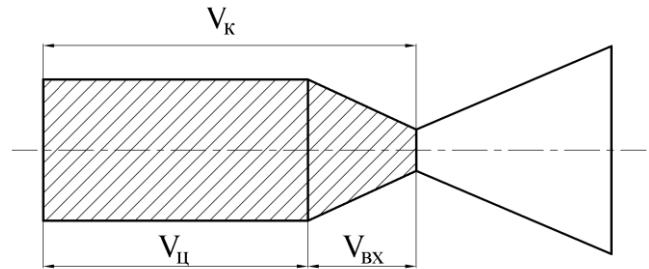
Под объемом КС при проектировании понимается условный объем камеры двигателя до критического сечения сопла, т.е. объем собственно КС + объем докритической части сопла:

$$V_K = V_{Ц} + V_{ВХ} \text{ (см. рисунок), где}$$

V_K – условный объем КС,

$V_{Ц}$ – объем КС (цилиндра),

$V_{ВХ}$ – объем входной части сопла.



Теоретические методы определения V_K отсутствуют, поэтому используют опытные данные. В РДТТ топливо размещается в КС, поэтому ее объем и форма выбираются из конструкторских и других соображений. Для определения V_K ЖРД используются несколько методов:

1. По времени пребывания ПС в КС;
2. По приведенной длине КС;
3. Другие методы.

а) V_K по времени пребывания.

$$\tau_{ПР} = \frac{M_K}{\dot{m}}, \text{ где } M_K \text{ – масса продуктов сгорания в КС [кг], } \tau_{ПР} \text{ – условное время,}$$

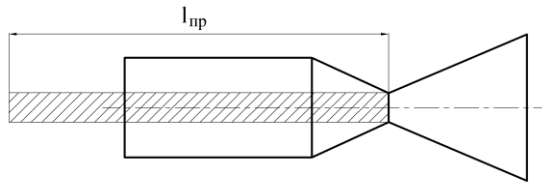
необходимое для завершения всех процессов в КС (для ЖРД это распыливание, испарение, смешение, горение, в РДТТ – подогрев, горение и т.д.) Диапазон величины $\tau_{ПР} = 0,0015 \div 0,005 [с]$.

В курсовом проекте (для начала) принять $\tau_{ПР} = 0,003с$.

$$M_K = V_K \rho_K, \text{ где } \rho_K \text{ – плотность ПС в КС. } \rho_K = \frac{p_K}{R_K \cdot T_K}, \text{ подставим в } \tau_{ПР}:$$

$$\tau_{ПР} = \frac{M_K}{\dot{m}} = \frac{V_K \cdot \rho_K}{\dot{m}} = \frac{V_K \cdot p_K}{R_K \cdot T_K \cdot \dot{m}}. \text{ Отсюда } V_K = \frac{\tau_{ПР} \cdot R_K \cdot T_K \cdot \dot{m}}{p_K}.$$

б) V_K по приведенной длине КС – $l_{ПР}$.



$l_{\text{пр}}$ – условная величина длины КС (см. рисунок).

$$l_{\text{пр}} = \frac{V_K}{F_{\text{кр}}} \rightarrow V_K = l_{\text{пр}} \cdot F_{\text{кр}}.$$

Для различных видов топлив величина $l_{\text{пр}}$ колеблется в диапазоне 0,5...2,5м.

$l_{\text{пр}} = f(p_K)$ - с ростом p_K , а, значит, с повышением интенсивности рабочих процессов в КС объем V_K и $l_{\text{пр}}$ снижаются, но не линейно. Зависимость $\tau_{\text{пр}} = f(p_K)$ аналогичная.

в) связь между $\tau_{\text{пр}}$ и $l_{\text{пр}}$

$V_K = f(\tau_{\text{пр}})$ и $V_K = f(l_{\text{пр}})$. В обоих случаях V_K должен быть один и тот же, значит должна существовать однозначная связь между $l_{\text{пр}}$ и $\tau_{\text{пр}}$.

Известно, что: $l_{\text{пр}} = \frac{V_K}{F_{\text{кр}}}$, где $F_{\text{кр}} = \frac{m\beta}{p_K}$. И тогда

Отсюда $l_{\text{пр}} = \frac{V_K p_K}{\dot{m}\beta}$, где $\beta = \frac{\sqrt{R_K T_K}}{A_K}$, отсюда

$$l_{\text{пр}} = \frac{V_K \cdot p_K \cdot A_K}{\dot{m} \sqrt{R_K T_K}}. \text{ Известно, что } V_K = \frac{\tau_{\text{пр}} \cdot R_K \cdot T_K \cdot \dot{m}}{p_K}.$$

$$\text{Отсюда } l_{\text{пр}} = \frac{\tau_{\text{пр}} \cdot R_K \cdot T_K \cdot \dot{m} \cdot p_K \cdot A_K}{p_K \cdot \dot{m} \cdot \sqrt{R_K T_K}} = \tau_{\text{пр}} \sqrt{R_K T_K} \cdot A_K.$$

Так как $R_K, T_K, A_K = \text{const}$ для данных условий, то $l_{\text{пр}} = \tau_{\text{пр}} \cdot \text{const}$.

Задаваясь $l_{\text{пр}}, \tau_{\text{пр}}$ определим величину V_K .

2. Определение поперечных размеров КС.

Площадь поперечного сечения F_K определяется с помощью её относительной площади

\bar{F}_K , где

$$\bar{F}_K = \frac{F_K}{F_{\text{кр}}} \rightarrow F_K = \bar{F}_K \cdot F_{\text{кр}}. \text{ Величина } \bar{F}_K - \text{ берется из опыта, при этом } \bar{F}_K = 3 \dots 5.$$

Если $\bar{F}_K < 3$ - КС неизобарическая, при $F_K = 1$ - камера называется скоростной.

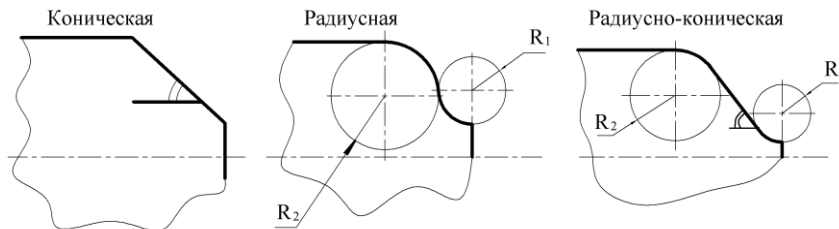
При проектировании следует находиться во всех рекомендуемых диапазонах $\tau_{\text{пр}}, l_{\text{пр}}, \bar{F}_K$.

2) Проектирование дозвуковой части сопла.

Форма КС может быть цилиндрической, конической, сферической и комбинированной. Она выбирается из конструкторских и технологических соображений, эффективности рабочих процессов, прочности и др.

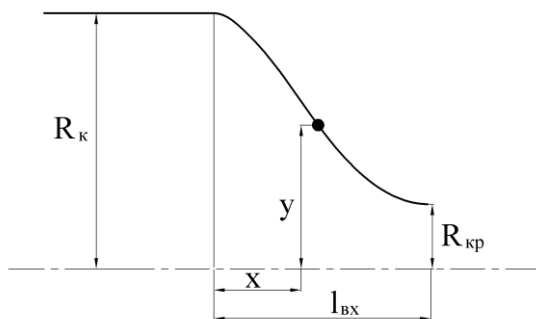
Форма дозвуковой части сопла бывает (см. рисунки):

- Конической, радиусной, радиусно-конической, либо задана по аналитическим зависимостям.



В курсовом проекте принимаем радиусную форму.

Профиль Витошинского (аналитическая зависимость):



$$y = \frac{R_{KP}}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{R_{KP}}{R_K} \right)^2 \frac{\left[1 - \left(\frac{x}{l_{BX}} \right)^2 \right]^2}{\left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{x}{l_{BX}} \right)^2 \right]^3} \right]}}$$

x, y - текущие координаты, R_K, R_{KP} - из расчета, l_{BX} - выбирается ($l_{BX} \geq 2R_K$).

Профиль Витошинского часто используется в РДТТ с «утопленным» соплом наряду с эллипсной формой. Кроме того, сопло Витошинского используется на стендах как расходомерное. Недостаток: большая длина.

Рассмотрим только один вариант профилирования докритической части камеры двигателя.

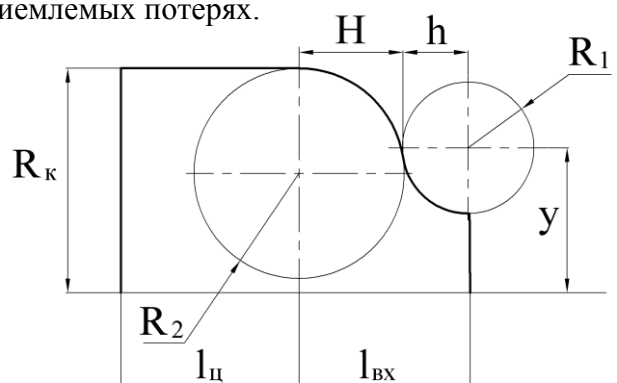
КС – цилиндр, днище – плоское, входная часть – радиусная.

Радиусная форма самая короткая при приемлемых потерях.

R_K, R_{KP} - из расчета,

R_1, R_2 - задаются,

$R_1 = f(\mu_C)$. Обычно $R_1 = 2R_{KP}$,



$R_2 = f(p_K)$ При этом величину R_2 можно выразить через $\rho_K = \frac{R_2}{R_K}$:

если $p_K \leq 4 \text{ МПа} \rightarrow \rho_K = 1$,

если $p_K = 4 \dots 20 \text{ МПа} \rightarrow \rho_K = 0,25 \cdot p_K$ (где p_K в МПа),

если $p_K > 20 \text{ МПа} \rightarrow \rho_K = 5$ (но может быть и меньше).

Рабочие формулы при проектировании:

$$l_{ex} = R_{KP} \sqrt{\left(2 + \rho_K \sqrt{F_K}\right)^2 - \left[(\rho_K - 1) \sqrt{F_K} + 3\right]^2},$$

$$H = l_{ex} - h; h = \frac{2l_{ex}}{2 + \rho_K \sqrt{F_K}}, y = \frac{R_{KP}}{l_{ex}} \left(h \sqrt{F_K} + H\right) - \text{координаты точки сопряжения}$$

двух окружностей,

$$l_{ц} = \frac{V_{ц}}{F_K} = \frac{V_K - V_{BX}}{F_K}, V_{BX} = ?, \text{ где } V_{BX} - \text{объем входной дозвуковой части.}$$

$$V_{BX} = \frac{1}{6} F_{KP} \left[2H(2\bar{F}_K + \bar{y}^2) + h(\bar{y}^2 + \bar{y} + 4) \right], \text{ где } \bar{y} = \frac{y}{R_{KP}}$$

$l_{ц} \approx (1 \dots 1,1) D_K$ – рекомендуемая длина цилиндра при проектировании.

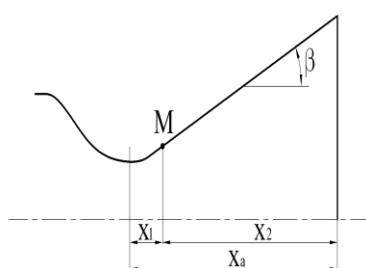
Для радиусного сопла все формулы, кроме V_{BX} , являются точными. Поверхность входной части криволинейная, поэтому ее объем можно вычислить точно, но только путем интегрирования. Здесь дана приближенная формула для V_{BX} .

3) Проектирование сверхзвуковой части сопла.

Цель проектирования – получение наибольшего значения $I_{y_{\max}}$ при минимальных габаритах. Выбор контура определяется тактико-техническими, конструктивно-технологическими и экономическими требованиями к двигателю и всей ракете.

а) виды контуров

Конический (см. рисунок):



β – угол полураствора сопла,

M – точка сопряжения контуров,

$x_a = x_1 + x_2$ – длина сверхзвуковой части,

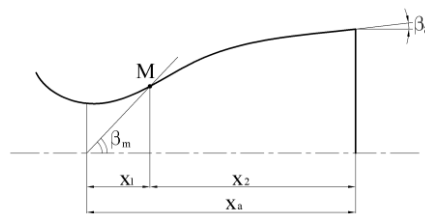
x_1 – криволинейный участок (чаще – радиусный),

x_1 – конический участок.

(В курсовом проекте точка M «стоит» в критическом сечении).

Оптимизацию угла растворов конического сопла изложена выше. Преимущества: простота и дешевизна изготовления. Недостатки: большие продольные габариты, чем у профилированного контура и большие потери I_y . Используется для тактических и оперативных ракет (малых и средних).

Профилированный (см. рисунок):



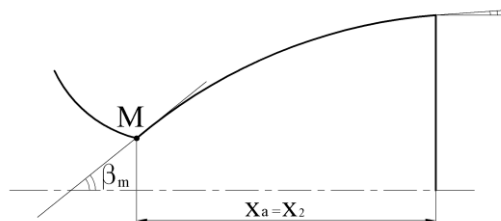
Сверхзвуковая часть сопла представляет собой криволинейную поверхность, образованную вращением контура вокруг оси сопла. Контур участка x_2 близок к параболе и определяется, как правило, методом характеристик. Преимущества и недостатки соответственно противоположны коническим соплам. Здесь:

β_a – угол между касательной к контуру на срезе и осью сопла, $\beta_a = 6...9^\circ$,

β_m – максимальный угол наклона профиля к оси сопла,

M – точка сопряжения контуров.

Если перенести точку M в критическое сечение, то получится предельный случай профилированного контура. Такое сопло называется **соплом с угловым входом (угловой точкой)** в критическом сечении (см. рисунок). Очевидно, что это самое короткое сопло при $F_{кр}, F_a, \beta_a = const$ (это преимущество).



Недостаток: большие потери за счет вихревого отрывного течения за критическим сечением.

б) приближенное проектирование сверхзвуковой части сопла с угловым входом (точкой) в критическом сечении

Типовые исходные данные:

$n, R_{кр}, R_a$ – из расчета, β_a – выбирается из рекомендуемого диапазона,

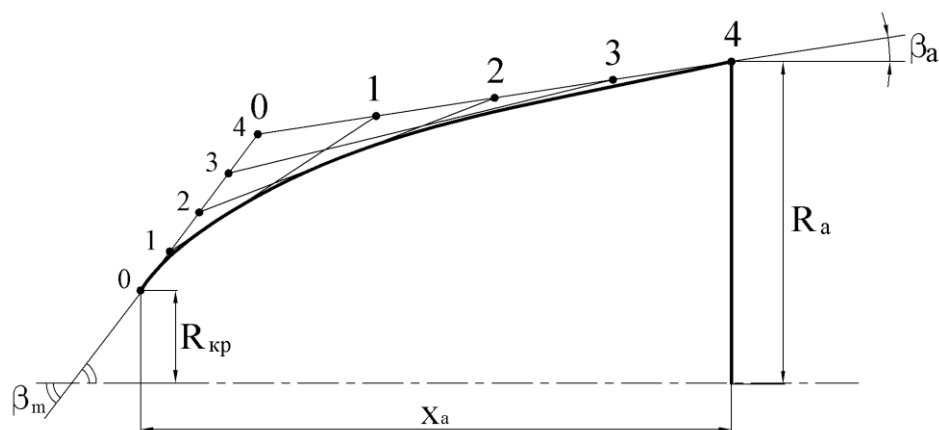
x_a, β_m – неизвестные, для их определения проводятся предварительные расчеты контуров на ЭВМ, результаты сводятся в таблицах и графиках.

Для курсового проекта взять таблицу 10.3 в книге Кудрявцева В.М. Для пользования

таблицей нужно знать: n, β_a и $\bar{D}_a = \frac{D_a}{D_{кр}}$. Отсюда по таблице $\rightarrow \bar{x}_a$ и β_m , β_m – в

радианах (перевести в градусы), где $\bar{x}_a = \frac{x_a}{R_{кр}}$, $\rightarrow x_a = \bar{x}_a R_{кр}$.

Построение контура



1. Проводится ось сопла,
2. Откладывается длина x_a ,
3. На концах длины откладываются радиусы $R_{кр}, R_a$
4. Строятся лучи под углами β_m, β_a ,
5. Лучи разбиваются на участки – равное число и их нумерация,
6. Соединить одноименные точки,
7. Проводится огибающая кривая.

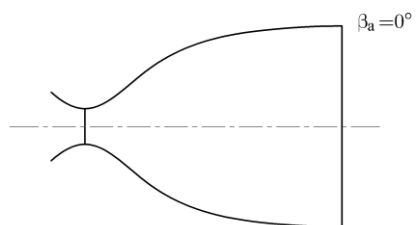
Для принятия граничных условий данная кривая близка к параболе.

При выборе величины β_a следует учитывать, что чем меньше p_a или чем больше

$\frac{F_a}{F_{кр}}$, тем больше выбирается β_a .

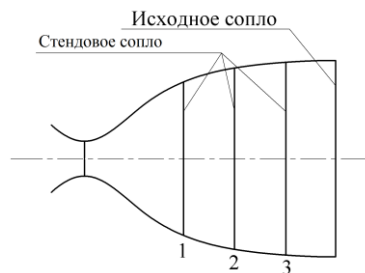
в) исходное, укороченное и оптимальное сопло

1. Исходное сопло



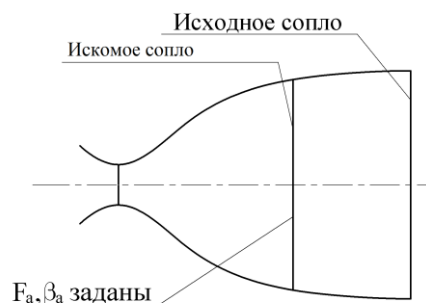
Исходное (базовое) сопло с заданной площадью среза – это сопло с одномерным потоком на выходе ($\beta_a = 0$). В ракетных двигателях оно не используется из-за габаритов и массы, и применяется для создания одномерного сверхзвукового потока в аэродинамических трубах.

2. Укороченное стендовое сопло



Это сопло, получаемое простым уменьшением длины исходного сопла $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3$. Такие сопла используются на ранней стадии стендовой отработки двигателя (или камеры), исходя из экономических соображений, без использования эжектора (газодинамической трубы). Например: если измерение P требуется, то для высотного двигателя на Земле это невозможно без дорогостоящего эжектора. Он предназначен для создания на срезе сопла пониженного давления, при котором в сопло не входит скачок уплотнения. Здесь к измеренной на стенде тяге камеры с укороченным соплом добавляется расчетное значение доли тяги, которую могла бы дать отрезанная часть сопла.

3. Искомое укороченное сопло

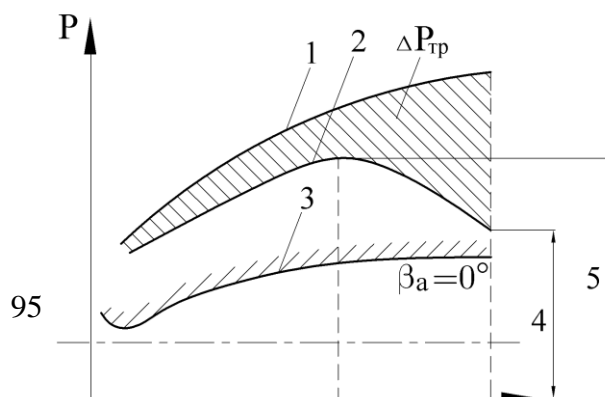


Все искомые сопла получены из исходных путем укорочения единственно возможного исходного сопла так, чтобы $F_a = F_{a_{\text{задан.}}}$, $\beta_a = \beta_{a_{\text{задан.}}}$.

Для выполнения обоих условий нужно из всех расчетных исходных контуров с заведомо большей F_a выбрать единственный, который удовлетворяет не только F_a , но и β_a .

4. Оптимальное сопло

- 1- тяга без учета трения,
- 2- тяга с учетом трения,
- 3 - контур сопла,



- 4- тяга исходного сопла,
- 5- тяга оптимального сопла.

График тяги 2 ниже графика 1 по всей длине из-за трения газа о стенку: $\Delta P_{\text{тр}} = P_1 - P_2$. График 2 имеет максимум. Поскольку тяга есть проекция интеграла сил давления, то хвостовой участок сопла вносит тем меньшую долю тяги, чем он ближе к срезу. С некоторого момента прирост тяги от хвостового участка не может компенсировать прирост потерь от трения. Сопло с $P = P_{\text{max}}$ называется оптимальным для заданного контура.

г) схема течения в сопле с исходным контуром ($\beta_a := 0$)

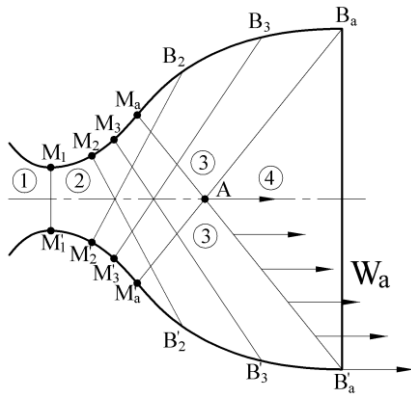
Исходные контуры определяются в расчетах методом характеристик. Результаты расчетов сведены в таблицы в относительных координатах контура. Однако, это справедливо лишь для газового потока в ЖРД. Для РДТТ при наличии в потоке К-фазы используются специальные программы профилирования сопел, предотвращающие высадку К-фазы на стенку.

Характеристика – это бесконечно слабая волна разряжения, при переходе через которую изменяется и величина, и направление скорости. Эти характеристики возможны только в сверхзвуковом потоке. Использование характеристик в расчетах – это условный прием, позволяющий получить достаточно точный контур сопла.

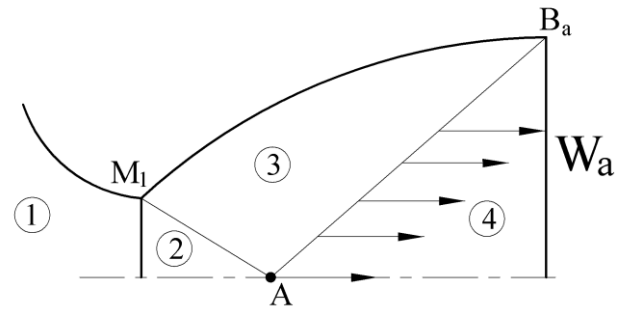
Рассмотрим упрощенные схемы течения в обычном сопле и сопле с угловой точкой в критическом сечении (см. рисунки).

Схема течения с исходным контуром ($\beta_a = 0$)

а) Обычное сопло



б) Сопло с угловой точкой



MB - характеристики разрежения,

$M.M'_a$ - входная характеристика ($W = W_{кр}$),

$M_aB'_a, M'_aB_a$ - выходная, последняя характеристика ($W = W_a$),

п. M_a, M'_a - точка перегиба профиля ($\beta = \beta_m$),

п. \dot{R} - скорость потока равна W_a ,

1) - область дозвукового течения ($W < W_{кр}$),

2) - $M.M_aAM'_aM'_a$ - область предварительного расширения,

3) - $M_aB_aAB'_aM'_a$ - область выравнивания потока,

4) - $B_aAB'_a$ - область одномерного потока ($W = W_a$).

ЧАСТЬ III. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ В РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ.

ЛЕКЦИИ №36,37

1. Кольцевые сопла, или сопла с центральным телом.

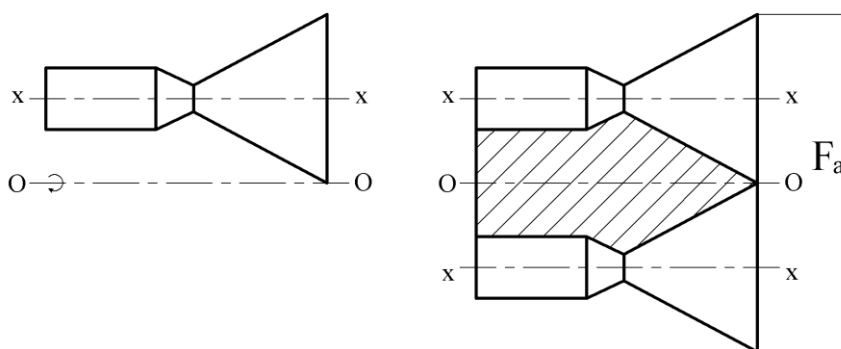
подавляющее большинство сопел – это круглые сопла, однако, для двигателей в несколько сотен или тысяч тонн тяги их габариты становятся весьма большими. В этих случаях выгодно использовать кольцевые сопла, которые при той же степени расширения имеют существенно меньшие продольные габариты и меньшую массу. Например, двигатель с тягой 700 тонн с кольцевым соплом в 2,5 раза короче обычного.

Основные отличия кольцевых сопел от круглых:

- 1) сверхзвуковой поток или с внутренней, или с внешней стороны не имеет ограничивающей стенки;
- 2) направление потока в критическом сечении может не совпадать с осью сопла;
- 3) критическое сечение является кольцевой щелью.

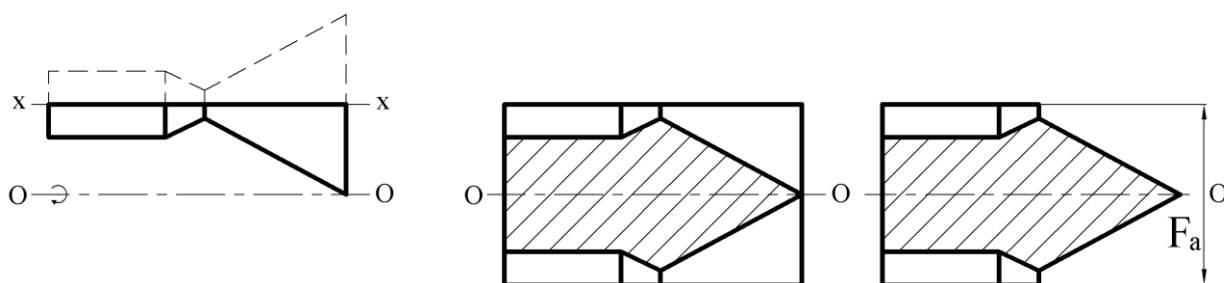
Схема образования кольцевых сопел с центральным телом (см. рисунки):

Простое кольцевое (осесимметричное) сопло



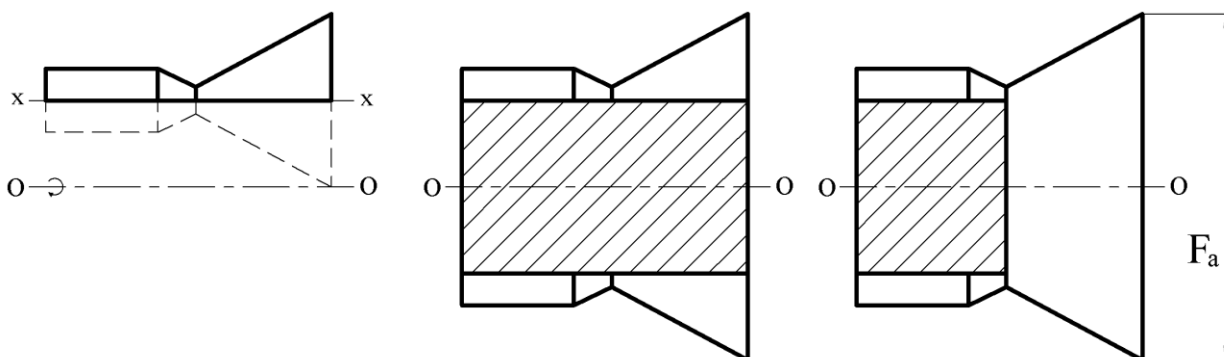
Если вращать контур круглого сопла вокруг оси «0-0», то образуется простое кольцевое сопло. Площади критического и выходного сечений определяются также как и для круглых сопел. Это сопло имеет и наружную, и внутреннюю стенки. Очевидно, что габариты такого сопла значительно меньше, чем у обычного. В образованное центральное тело (заштрихованное) можно разместить все агрегаты двигателя, включая ТНА.

Штыревое кольцевое (осесимметричное) сопло (внешнее расширение потока)



Если вращать «нижнюю» часть контура вокруг оси «0–0», то образуется штыревое сопло с цилиндрической наружной стенкой, образованной с помощью непроницаемой линии тока «x–x» (поверхности тока). На расчетном режиме крайние линии тока параллельны оси сопла не только внутри сопла, но и за его срезом. Здесь цилиндрическая сверхзвуковая часть сопла не оказывает никакого влияния на расширение и ускорение потока, значит сверхзвуковую наружную стенку можно снять (см. рис). Этим самым уменьшается общая масса сопла. Образованное центральное тело называется «штырем».

Тарельчатое кольцевое (осесимметричное) сопло (внутреннее расширение потока)



Если вращать «верхнюю» часть контура круглого сопла вокруг оси «0–0», то образуется тарельчатое сопло с внутренним расширением. Образованное центральное тело – цилиндрическое, ее поверхность образована с помощью непроницаемой линии тока «x–x» (линии тока). Значит, на расчетном режиме сверхзвуковая часть центрального тела не будет влиять на расширение и ускорение потока и её можно снять (см. рис.).

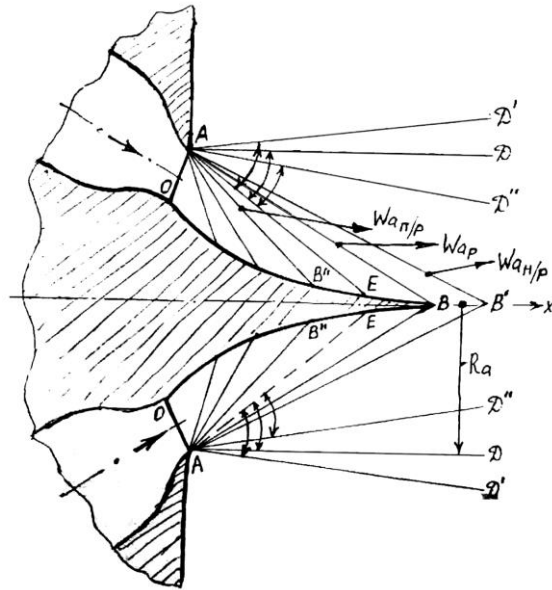
Недостаток кольцевых сопел – существенная проблема охлаждения камеры (сопла) из-за более развитой площади поверхности, особенно в районе критического сечения. В РДТТ эти сопла практически не могут быть использованы, т.к. наличие конденсированной фазы, приводит к уносу массы с двух сторон (внутренней и внешней) в области критического сечения и резкому увеличению его площади.

2. Параметры и режимы работы штыревого сопла

Схема течения в сопле:

индексы:

расчетный режим (р),
 режим недорасширения (н/р),
 режим перерасширения (п/р).



АО – начальная (первая) характеристика разрежения (критическое сечение)

Выходная характеристика разрежения:

AB – на расчетном режиме,
 AB' – на режиме недорасширения,
 AB'' – на режиме перерасширения.

Граница струи:

AD – на расчетном режиме,
 AD' – на режиме недорасширения,
 AD'' – на режиме перерасширения.

Угол поворота потока:

∠EAD – на расчетном режиме,
 ∠EAD' – на режиме недорасширения,
 ∠EAD'' – на режиме перерасширения.

Т.А – кромка сопла,

АЕ – касательная к контуру сопла в т.А

Расчет кольцевых сопел проводится с помощью тех же уравнений, что и для круглых. Отдельные параметры можно удовлетворительно определять по формулам плоского течения Прандля-Майера идеализированного потока.

Особенности течения:

1. До начальной характеристики АО поток ускоряется за счет сужения канала до $M = 1$;

2. После АО поток ускоряется и поворачивается в характеристиках разрежения, исходящих из точки А;
3. За выходной характеристикой $p_{a_{расч}} = p_n$;
4. Суммарный угол поворота потока β_a – это угол между касательной АЕ в точке А и внешней границей струи.

Режимы работы штыревого сопла.

Введем обозначения:

p_a – давление в потоке за выходной характеристикой в общем случае;

$p_{a_{расч}}$ – давление в потоке за выходной характеристикой на расчетном режиме.

Очевидно, что газ в штыревом сопле всегда расширяется до $p_a = p_n$.

1. Расчетный режим ($p_a = p_{a_{расч}} = p_n$), $\left(\frac{p_k}{p_n}\right) = \left(\frac{p_k}{p_n}\right)_{расч}$.

AB – выходная характеристика (см. рисунок предыдущей лекции) – точка В лежит на кончике штыря,

AD – граница струи, она параллельна оси сопла ($\vec{W}_a \parallel \vec{x}$).

$$\beta_{a_{расч}} = \angle EAD, W_{a_{расч}} = \sqrt{2 \frac{n}{n-1} RT_k \left[1 - \left(\frac{p_n}{p_k} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]},$$

$P = \dot{m} W_{a_{расч}}$, т.е. нет отличия от круглого сопла.

2. Режим недорасширения ($p_{a_{расч}} > p_n$), $\left(\frac{p_k}{p_n}\right) > \left(\frac{p_k}{p_n}\right)_{расч}$.

AB' – выходная характеристика (точка В лежит за штырем),

AD' – граница струи, $\angle EAD' > \angle EAD = \beta_{a_{расч}}$.

Особенности:

а) внутри OAB все параметры остаются прежними, т.к. p_n не оказывает на них никакого влияния, далее поток продолжает расширяться;

б) если повышение $\left(\frac{p_k}{p_n}\right)$ выше расчетного идет за счет снижения p_n , то

изменение давления по длине штыря такое же, как и на расчетном режиме;

в) если повышение $(\frac{p_k}{p_n})$ идет за счет роста p_k , то изменение давления по

длине штыря идет пропорционально давлению p_k .

Вектор скорости на нерасчетных режимах работы сопла не параллелен оси сопла, поэтому здесь следует учитывать потери на веерность.

3. Режим перерасширения ($p_{a_{расч}} < p_n$), $(\frac{p_k}{p_n}) < (\frac{p_k}{p_n})_{расч}$.

AB" – выходная характеристика (точка B" – лежит на поверхности штыря),

AD" – граница струи, $\angle EAD'' < \angle EAD = \beta_{a_{расч}}$.

Особенности:

а) внутри OAB" изменение давления по длине штыря аналогично предыдущим режимам;

б) ниже точки B" давление на штырь равно давлению окружающей среды p_n .
Конец штыря, за точкой B", не создает ни положительной ни отрицательной тяги.

в) площадь выходного сечения сопла уменьшается на величину площади поперечного сечения штыря, отключенного от создания тяги. Сопло работает как бы на расчетном режиме. Это является способностью сопла к авторегулированию на режимах перерасширения;

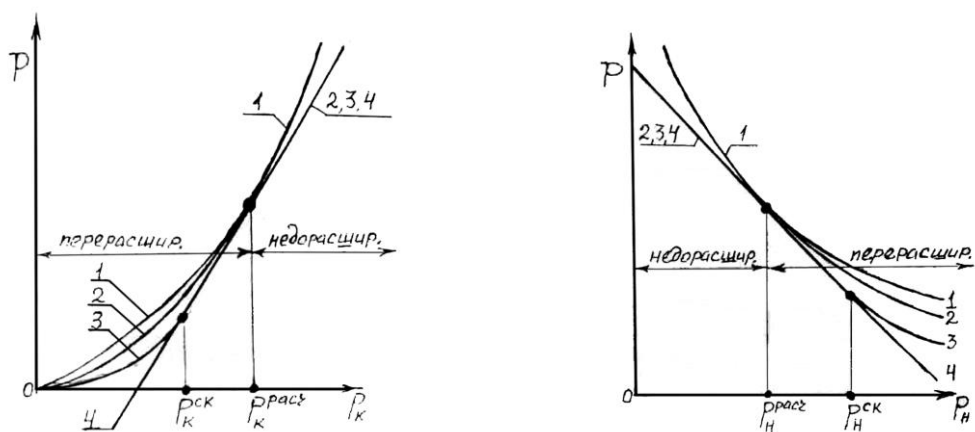
г) площадь F_a становится кольцевой, а вектор скорости не параллелен оси сопла, поэтому следует учитывать потери на веерность;

д) т.к. конец штыря на режимах перерасширения не создает тяги, то его можно укоротить. При этом на других режимах это увеличит потери, но они сравнительно небольшие из-за низких значений давления на конце штыря. Кроме того, за торцем укороченного штыря создается пониженное донное давление, которое ниже p_n из-за эжектирующего свойства потока. Этот эффект создает отрицательную тягу, однако она сравнительно небольшая. В целом укорочение штыря сокращает габариты и массу сопла (ракеты) и в результате можно получить положительный эффект. Укорочение можно проводить до 50...80% длины штыря. Для погашения отрицательного донного эффекта по торцу штыря производится распределенный вдув с наибольшим расходом, который поднимает давление на торце до p_n и даже больше.

3. Характеристики штыревого сопла.

дроссельная

высотная



1 – идеально регулируемое круглое сопло ($F_a = \text{var}, F_{кр} = \text{const}$),

2 – штыревое сопло,

3 – круглое сопло с отрывом потока от стенки,

4 – круглое сопло без отрыва потока от стенки (идеальное).

На режимах перерасширения потока характеристики штыревого сопла близки к идеальным (сопло работает как бы на расчетном режиме, автомодельно). На режимах недорасширения потока характеристики штыревого сопла совпадают с характеристиками круглого. Таким образом, преимущества штыревого сопла перед круглым следующие:

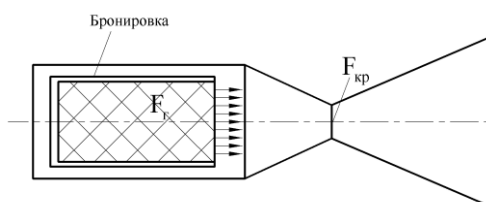
1. Значительно меньшие продольные размеры,
2. Существенно меньше масса,
3. Заметно лучше характеристики на режимах перерасширения.

ЛЕКЦИЯ №38

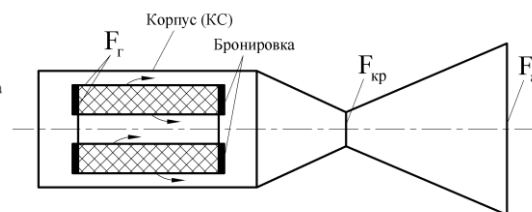
4. Элементы внутренней баллистики идеального РДТТ.

Простейшие схемы горения топлива:

торцевое горение



канальное горение



F_g – площадь горения

а) свойства идеального РДТТ:

1. Все свойства идеальной камеры.
2. Поверхность горения и ее форма задаются проектом (либо конфигурацией поверхности, либо бронировкой).
3. Топливо горит эквидистантными слоями, т.е. по нормали к поверхности горения.

4. Свойства топлива одинаковы во всех точках заряда.
5. Затраты продуктов сгорания на заполнение возрастающего (по времени) объема КС незначительны по сравнению с массой всех образующихся ПС.
6. Скорость обтекания поверхности горения продуктами сгорания не влияет на скорость горения.

б) уравнение скорости горения твердого топлива:

Скорость горения – это скорость перемещения поверхности горения по нормали к самой себе.

В общем случае $U = U_1 \cdot p_k^v \cdot K$, где

U – скорость горения, м/с;

U_1 – коэффициент скорости горения, м/с;

p_k – давление в камере сгорания, Па;

v – показатель степени при p_k . Диапазон изменения ($0 < v < 1$) – практически всегда;

K – коэффициент, зависящий от величины $W_{об}$;

$W_{об}$ – скорость обтекания ПС поверхности горения.

Если $W_{об} < W_{пороговое}$, то $K = 1$, где $W_{пороговое}$ – пороговая скорость обтекания. И

тогда: $U = U_1 \cdot p_k^v$ – уравнение скорости горения идеального РДТТ.

В реальном РДТТ уравнения скорости горения сложнее, однако, принципиально не отличается. Например: $U_1 = f(T_{нач})$, где $T_{нач}$ – температура заряда в момент запуска.

в) уравнение внутренней баллистики идеального РДТТ.

Это уравнение устанавливает связь между давлением в КС и площадью критического сечения сопла при заданной площади поверхности горения.

Вывод основывается на уравнении расхода $\dot{m} = \dot{m}_{прих} = \dot{m}_{расх} = const$,

где $\dot{m}_{прих}$ – приход газа в камеру сгорания от горящего топлива, кг/с;

$\dot{m}_{расх}$ – расход газа через критическое сечение, кг/с.

Т.к. $\dot{m} = \rho W F$, то $\dot{m}_{прих} = \rho_t \cdot U \cdot F_z$, где ρ_t – плотность ТТ, кг/м³,

F_z – площадь поверхности горения.

Известно, что $\dot{m}_{расх} = \frac{p_k F_{кр}}{\beta}$; $U = U_1 p_k^v$.

И тогда равенство газоприхода и газорасхода будет как: $\rho_{\tau} U_1 p_{\kappa}^v F_{\varepsilon} = \frac{p_{\kappa} F_{\kappa p}}{\beta}$.

При этом $\beta = \frac{\sqrt{RT_{\kappa}}}{A_{\kappa}} = f(\kappa, R, T_{\kappa}) \neq f(p_{\kappa}) \neq f(F_{\varepsilon}) \neq f(F_{\kappa p})$.

Отсюда $p_{\kappa} = \left(\frac{\rho_{\tau} u_1 F_{\varepsilon} \sqrt{RT_{\kappa}}}{F_{\kappa p} A_{\kappa}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}$ – уравнение внутренней баллистики идеального РДТТ.

Другие зависимости параметров и характеристик идеального РДТТ такие же, что и для ЖРД.

г) зависимости $P_n, I_{yn} = f(F_{\kappa p}, F_{\varepsilon})$.

Пусть $F_{\kappa p}$ уменьшается. И тогда:

p_{κ} увеличивается, т.к. $p_{\kappa} = f\left(\frac{1}{F_{\kappa p}}\right)$ (из уравнения внутренней баллистики),

U увеличивается, т.к. $U = f(p_{\kappa})$ (из уравнения скорости горения),

$\dot{m}_{\text{прих}}$ увеличивается, т.к. $\dot{m}_{\text{прих}} = \rho_{\tau} \cdot U \cdot F_{\varepsilon}$,

$\dot{m}_{\text{расх}}$ увеличивается $\dot{m}_{\text{расх}} = \dot{m}_{\text{прих}}$,

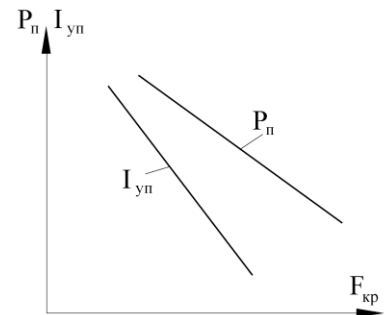
$K_{\text{Тп}}$ (коэффициент тяги в пустоте) увеличивается, т.к. $K_{\text{Тп}} = f\left(\frac{F_a}{F_{\kappa p}}\right)$,

I_{yn} увеличивается, т.к. $I_{yn} = K_{\text{Тп}} \cdot \beta$,

P_n увеличивается, т.к. $P_n = I_{yn} \cdot \dot{m}_{\text{расх}}$

Итак, с уменьшением $F_{\kappa p}$ при прочих равных условиях

I_{yn} и P_n возрастают.

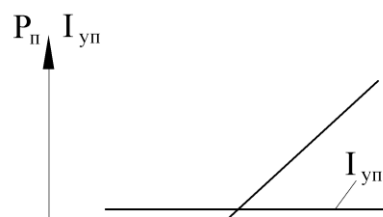


Пусть F_{ε} увеличивается. И тогда:

p_{κ} увеличивается, т.к. $p_{\kappa} = f(F_{\varepsilon})$ (из уравнения внутренней баллистики),

U увеличивается, т.к. $U = f(p_{\kappa})$ (из уравнения скорости горения),

$\dot{m}_{\text{прих}}$ увеличивается, т.к. $\dot{m}_{\text{прих}} = \rho_{\tau} \cdot U \cdot F_{\varepsilon}$,



$\dot{m}_{расх}$ увеличивается $\dot{m}_{расх} = \dot{m}_{прих}$,

$K_{Тп} = const$, т.к. $K_{Тп} = f\left(\frac{F_a}{F_{кр}}\right)$,

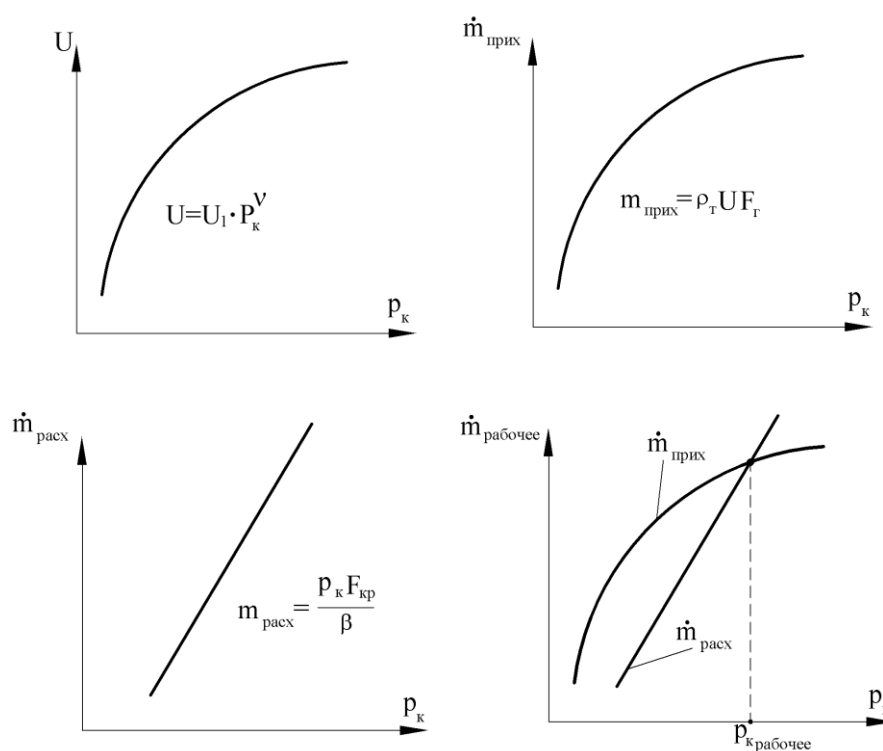
$I_{yn} = const$, т.к. $I_{yn} = K_{Тп} \cdot \beta$,

P_n увеличивается, т.к. $P_n = I_{yn} \cdot \dot{m}_{расх}$.

Итак, с увеличением площади горения P_n увеличивается, а I_{yn} не меняется.

д) однорежимность работы идеального РДТТ.

Сопоставим «ключевые» зависимости параметров РДТТ от давления в КС (см. рисунок).



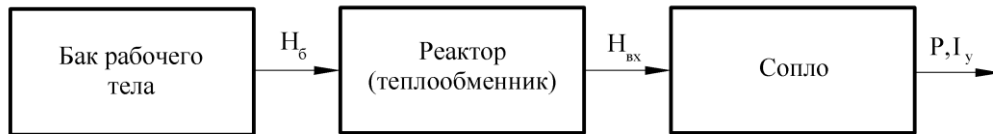
Отсюда следует, что идеальный РДТТ (и не только идеальный) с заданным топливом может работать только на единственном давлении в камере сгорания (на одном режиме) когда $\dot{m}_{расх} = \dot{m}_{прих}$. Это недостаток РДТТ.

ЛЕКЦИЯ №39

5. Элементы энергетики идеального ЯРД

ЯРД – это ракетный двигатель, использующий тепловую мощность ядерного реактора для нагрева рабочего тела перед его ускорением в сопле.

Условная схема ЯРД



H_6 – энтальпия рабочего тела в баке,

$H_{вх}$ – энтальпия рабочего тела на входе в сопло.

Рассмотрим только расчетный режим работы сопла $p_a = p_n$:

$$I_y = W_a = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_\kappa \left[1 - \left(\frac{p_n}{p_\kappa} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]},$$

где T_κ - температура на входе в сопло,

p_κ - давление на входе в сопло,

$$1 - \left(\frac{p_a}{p_\kappa} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = 1 - \frac{T_a}{T_\kappa} = \eta_T - \text{термический КПД.}$$

Известно, что $\frac{\kappa}{\kappa - 1} R = C_p$; $C_p \cdot T_\kappa = H_{вх}$. И тогда $I_y = \sqrt{2 H_{вх} \cdot \eta_T}$.

Отсюда видно, что для повышения I_y как и в других РД желательно иметь максимально возможные C_p и T_κ . T_κ ограничивается термостойкостью и термпрочностью конструкционных материалов ($T_\kappa \leq 3000$ К).

$$C_p = f(R) \rightarrow \text{где } R = \frac{R_o}{\mu}; \mu - \text{молекулярная масса рабочего тела.}$$

Отсюда следует, что рабочее тело должно иметь наименьшую молекулярную массу. Следовательно, наилучшим рабочим телом для ЯРД является водород ($\mu_{H_2} = 2$).

Классификация ЯРД по типу ядерной реакции.

1. ЯРД, использующий радиоизотопные источники тепла, которое выделяется в результате распада нестабильных радиоактивных изотопов. Каждый акт распада приводит к выделению некоторой постоянной теплоты. Количество актов распада снижается по времени, т.е. тепловая мощность по времени убывает по закону $N_{T(e)} = N_{T_o} \cdot e^{-at}$, где

$N_{T(\tau)}$ – текущая тепловая мощность;

N_{To} – начальная тепловая мощность;

τ – время;

$a = const$, обратно пропорциональная периоду полураспада изотопа.

Недостаток: реакция распада неуправляемая, т.е. ЯРД не может регулироваться изменением тепловой мощности (N_T).

2. ЯРД, использующий энергию термоядерного синтеза. Управление реакцией термоядерного синтеза пока еще не освоено. Поэтому проблема создания таких ЯРД в обозримом будущем не стоит.

3. ЯРД, использующий управляемую реакцию деления тяжелых ядер, например U_{235}, U_{238} при взаимодействии ядра с нейтроном. Такой тип реакции основан в стационарных АЭС и ЯРД. Управление осуществляется изменением числа нейтронов в одной единице объема – это достигается путем введения в активную зону поглотителя нейтронов, например, введение боросодержащих материалов. При этом снижается число активных нейтронов, число актов деления, выделение тепла, энтальпия, удельный импульс.

Для ЯРД удельный импульс может достигать значений в три раза больших, чем в ХРД ($I_y \approx 10\,000$ м/с).

Недостатки: большая масса активной зоны и радиационной защиты, повышенная экологическая опасность.

Система уравнений на расчетном режиме работы сопла.

1. Уравнение сохранения расхода

$$\dot{m}_o = \dot{m}_{ex} = \dot{m} = const.$$

2. Уравнение сохранения энергии (тепловой)

$$N_T = \dot{m}(H_{ex} - H_o).$$

3. Уравнение тяги

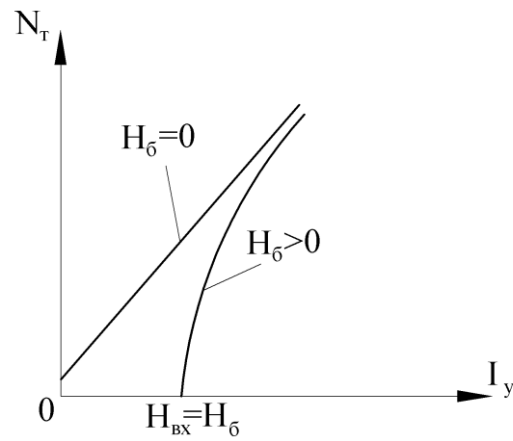
$$P = \dot{m}W_a = \dot{m}I_y = \dot{m} \cdot \sqrt{2H_{ex} \cdot \eta_T}.$$

$$I_y = \sqrt{2H_{ex} \cdot \eta_T}; I_y^2 = 2H_{ex} \cdot \eta_T; H_{ex} = \frac{I_y^2}{2\eta_T}; \dot{m} = \frac{P}{I_y}.$$

Подставим последние две формулы в уравнение энергии.

$$N_T = \frac{P}{I_y} \left(\frac{I_y^2}{2\eta_T} - H_o \right) \rightarrow N_T = P \left(\frac{I_y}{2\eta_T} - \frac{H_o}{I_y} \right) = f(P, I_y).$$

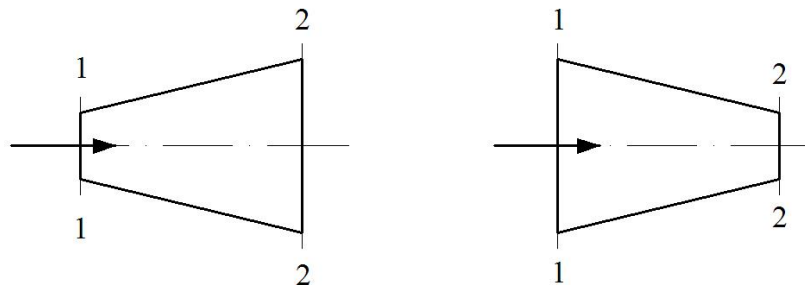
Получена зависимость потребной тепловой мощности от тяги и I_y на расчетном режиме. Эта зависимость нелинейная. Чем меньше H_{δ} , тем она ближе к линейной. При $H_{\delta} = 0$, $N_T = P \frac{I_y}{2\eta_T}$ – линейная зависимость. Рост N_T приводит к росту H_{ex} , к росту T_k и, соответственно, к росту I_y .



Приближенный расчет осевых усилий в стенке камеры двигателя.

а) общий подход к расчету.

Цель расчета – определение нагрузки на конструкцию камеры при прочностных расчетах с учетом местоположения узла крепления камеры к ракете. Рассмотрим две произвольные формы канала (см. рис.).



Результирующая осевая сила, действующая на участок канала «1-2» в векторном виде равна

$$\vec{P}^{1-2} = \vec{P}_{вн}^{1-2} + \vec{P}_{нар}^{1-2},$$

где $\vec{P}_{нар}^{1-2} = \vec{p}_n \int_{F_1}^{F_2} dF = \overrightarrow{p_n (F_2 - F_1)}$ - наружная составляющая,

$\vec{P}_{вн}^{1-2} = \vec{J}_2 - \vec{J}_1$ - внутренняя составляющая,

\vec{J} - вектор полного импульса потока газа в данном сечении.

Отсюда видно, что необходимо учитывать и направление действующих усилий на каждом участке камеры. Известно, что скалярную величину $J_{вн}$ можно определить через одно из известных выражений (см. выше), например:

$$J_{вн} = P_{вн} = 2p_{\kappa} F_{кр} \varepsilon(1) z(\lambda).$$

Если одно из сечений канала закрыто (как в камере двигателя), то

$$P_{вн} = 2p_{\kappa} F_{кр} \varepsilon(1) z_a,$$

$$P = P_{вн} - P_{нар} = 2p_{\kappa} F_{кр} \varepsilon(1) z_a - p_n F_a.$$

Здесь P - полная сила – тяга камеры. Осевая сила, действующая на любой участок камеры равна разнице между величиной тяги и её долей, создаваемой оставшейся частью камеры, т.е.

$$P_i = P - P^{1-i} = [2p_{\kappa} F_{кр} \varepsilon(1) z_a - p_n F_a] - [2p_{\kappa} F_{кр} \varepsilon(1) z(\lambda_i) - p_n (F_a - F_i)].$$

Величина и характер нагрузки (сжатие или растяжение) на отдельный участок камеры зависят не только от параметров и геометрии камеры, но и от положения узла

крепления (УК) камеры к ракете. УК всегда воспринимает всю величину тяги, а каждый участок - лишь «своё» усилие – постоянное или переменное.

б) определение усилий и построение их эпюр.

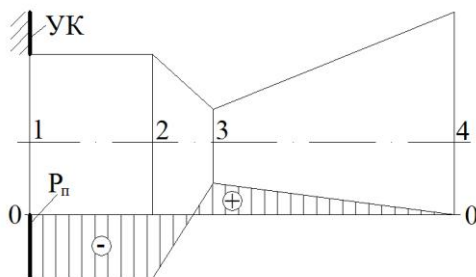
Рассмотрим несколько вариантов местоположения УК, а для простоты анализа примем, что $p_n = 0$, т.е. $P = P_{вн} = P_n$. Выберем некоторые характерные сечения камеры и обозначим их номерами (см. рис. ниже). Определим действующие в них слева и справа осевые усилия. При этом воспользуемся уже известными выражениями для P_n и её составляющих, создаваемых отдельными участками камеры (см. выше). Разность этих усилий и будет искомым результирующим усилием в выбранном сечении.

Здесь следует учитывать, что:

- 1) тяга P_n направлена влево,
- 2) стенка КС при любом местоположении УК будет находиться в состоянии растяжения,
- 3) дозвуковая часть сопла создает отрицательную составляющую P_n (вправо), а сверхзвуковая – положительную (влево).

Иллюстрация изложенного в виде уравнений и эпюр отражена ниже.

При построении эпюр отложим эти усилия относительно оси «0-0» с учетом их характера. За положительное усилие примем сжатие, за отрицательное – растяжение. Последовательно соединим полученные результаты и получим эпюры осевых усилий, действующих на стенку камеры. Для простоты здесь использованы прямые линии, хотя в действительности по всей длине камеры – это кривые.

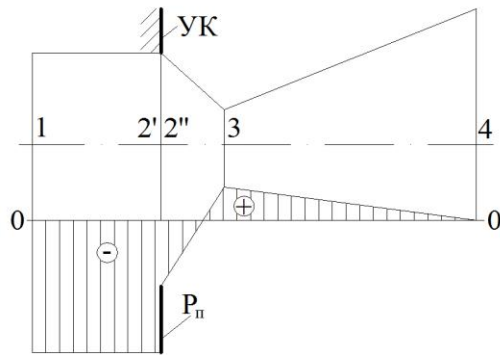


$$P_{n1} = P_n = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1) z_a,$$

$$P_{n2} = P_{n1} = P_n,$$

$$P_{n3} = P_n - P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1)(z_a - 1),$$

$$P_{n4} = 0.$$



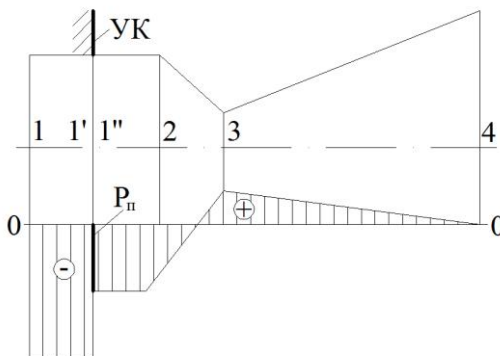
$$P_{n1} = p_{\kappa} F_{\kappa} = P_{\max},$$

$$P_{n2'} = P_{n1},$$

$$P_{n2''} = P_n,$$

$$P_{n3} = P_n - P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1)(z_a - 1),$$

$$P_{n4} = 0.$$



$$P_{n1} = p_{\kappa} F_{\kappa} = P_{\max},$$

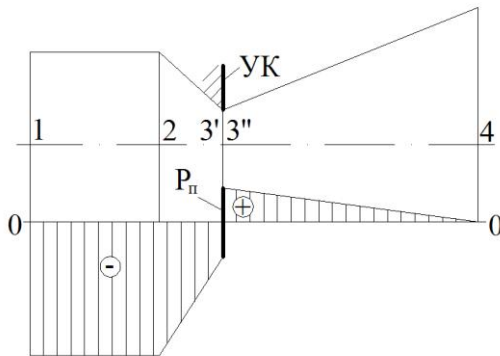
$$P_{n1'} = P_{n1},$$

$$P_{n1''} = P_n,$$

$$P_{n2} = P_{n1''} = P_n,$$

$$P_{n3} = P_n - P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1)(z_a - 1),$$

$$P_{n4} = 0.$$



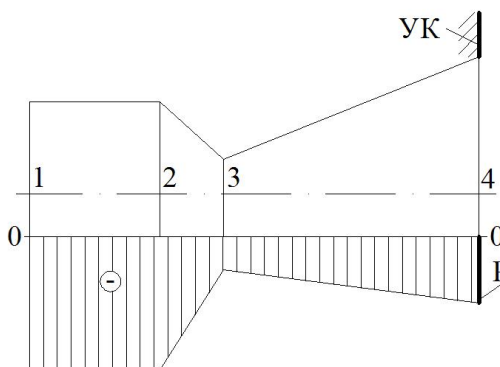
$$P_{n1} = p_{\kappa} F_{\kappa} = P_{\max},$$

$$P_{n2} = P_{n1},$$

$$P_{n3'} = P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1),$$

$$P_{n3''} = P_n - P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1)(z_a - 1),$$

$$P_{n4} = 0.$$



$$P_{n1} = p_{\kappa} F_{\kappa} = P_{\max},$$

$$P_{n2} = P_{n1},$$

$$P_{n3} = P_{\partial/3} = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1),$$

$$P_{n4} = P_n = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1)z_a.$$

Полученные результаты показывают значительные различия величины и характера осевых усилий на стенку камеры по её длине в зависимости от местоположения УК при прочих равных условиях.

Особенности термokatалитического разложения однокомпонентного топлива (на примере гидразина).

В однокомпонентных газогенераторах и ЖРД малой тяги могут использоваться «унитарные» топлива, способные к экзотермическим реакциям разложения. Эти реакции инициируются и протекают либо при первоначальном тепловом воздействии (термическое разложение), либо в присутствии катализатора (каталитическое разложение), либо при термokatалитическом воздействии. Температура продуктов разложения может составлять 800...1600 К, что значительно ниже, чем в двигателях на двухкомпонентном топливе.

В качестве однокомпонентных топлив используются перекись водорода, гидразин, несимметричный диметилгидразин. Катализаторами служат каталитически активные металлы в пористом, гранулированном или сетчатом виде.

В качестве примера рассмотрим реакцию разложения жидкого гидразина N_2H_4 в газообразные продукты. В целом эта реакция изотермическая, но её следует рассматривать как условную, идущую в двух стадиях. Первая стадия – экзотермическая, т.е. с выделением тепла:



где NH_3 – аммиак.

Вторая стадия – эндотермическая, т.е. с поглощением тепла. Это вызвано разложением аммиака в виде



Следует учитывать, что обе стадии разложения идут «одновременно», однако первая идет с большей скоростью, чем вторая, поэтому в продуктах разложения отсутствует гидразин.

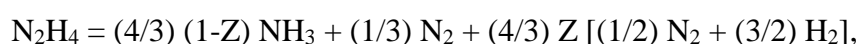
Реально разлагается лишь определенная часть аммиака, которая зависит от вида катализатора и достигнутой температуры. Введем понятие «степень разложения аммиака» Z :

$$Z = \frac{\overline{M}_{NH_3}}{M_{NH_3}} \quad (\text{диапазон изменения: } 0 \leq Z \leq 1),$$

где M_{NH_3} – масса аммиака после разложения гидразина,

\overline{M}_{NH_3} – масса разложившегося аммиака.

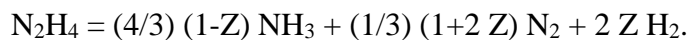
С учетом вышеизложенного, реакцию разложения гидразина можно представить в виде:



где $(4/3) (1-Z) \text{NH}_3 + (1/3) \text{N}_2$ – результат изначального разложения гидразина с учетом ещё не разложившегося аммиака,

$(4/3) Z [(1/2) \text{N}_2 + (3/2) \text{H}_2]$ – результат частичного разложения аммиака.

После преобразования получим в итоге уравнение для реакции разложения гидразина:

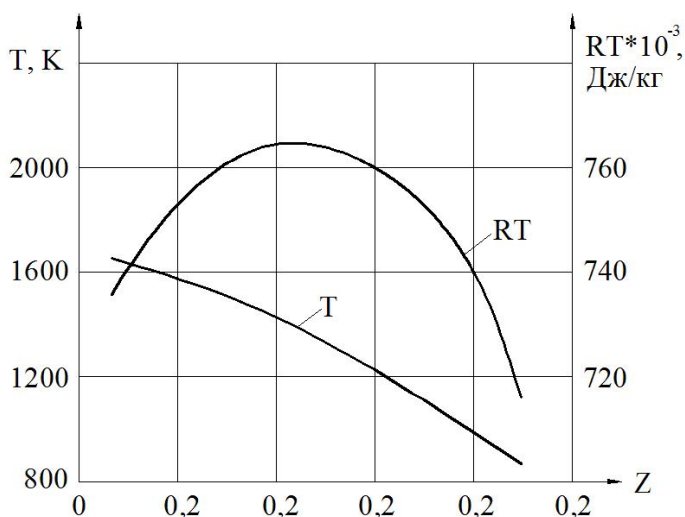


Анализ:

1. Увеличение степени разложения аммиака Z приводит к снижению температуры рабочего тела T , т.е. к снижению его «работоспособности» RT .

2. С другой стороны, увеличение Z способствует уменьшению молекулярной массы продуктов разложения μ , а значит, к увеличению их газовой постоянной $R = \frac{R_0}{\mu}$ и «работоспособности» RT .

3. Отсюда следует, что противоположный характер зависимостей $T=f(Z)$ и $R=f(Z)$ приведет к появлению максимума их произведения $RT=f(Z)$ при некотором «оптимальном» значении Z . Качественный характер зависимости $RT=f(Z)$ показан на рисунке.



Практически единственным преимуществом использования однокомпонентных топлив для ЖРД малой тяги является их конструктивная простота, что увеличивает надежность работы.

Определение оптимального давления на срезе сопла p_a^{onm} (или площади среза F_a^{onm}) при переменном давлении окружающей среды p_n .

$$k, R, T_\kappa = const, p_\kappa, F_{\kappa p} = const, p_H = var.$$

Известно, что при $p_a = p_H$ тяга $P = P_{max}$. Однако, при полете ракеты по траектории $p_H = var$. Очевидно, что для сопла с неизменной геометрией выгодна такая площадь его среза F_a , при которой давление p_a будет равно некоторому «среднему» давлению окружающей среды p_n на заданном участке полета ракеты.

Цель оптимизации давления p_a - определение минимального количества рабочего тела (топлива) на ракете для её полета из одной точки траектории в другую.

$$M_T = m \cdot \tau, m = const, M_T = const \cdot \tau, M_T = f(\tau),$$

где M_T - масса топлива, τ - текущее время работы камеры.

Время работы τ зависит от скорости полета ракеты V . Чем больше V , тем меньше τ , тем меньше M_T , тем больше масса полезной нагрузки при заданной массе ракеты с топливом. Как правило, за критерий оптимизации принимается максимальная конечная скорость ракеты $V_{кон}$.

Рассмотрим общий случай движения ракеты:

а) $p_H \neq 0, p_H = var$;

б) есть ускорение полета - $a = \frac{dV}{d\tau}$, м/с²;

в) есть земное тяготение - g , м/с²;

г) угол траектории полета - $\theta \neq 0, \theta \neq 90^\circ$;

д) аэродинамическое сопротивление - $X \neq 0$.

Следует определить:

$$p_a^{onm} = f(V_{кон}^{max}), \text{ а затем найти } F_a^{onm} = f(p_a^{onm}).$$

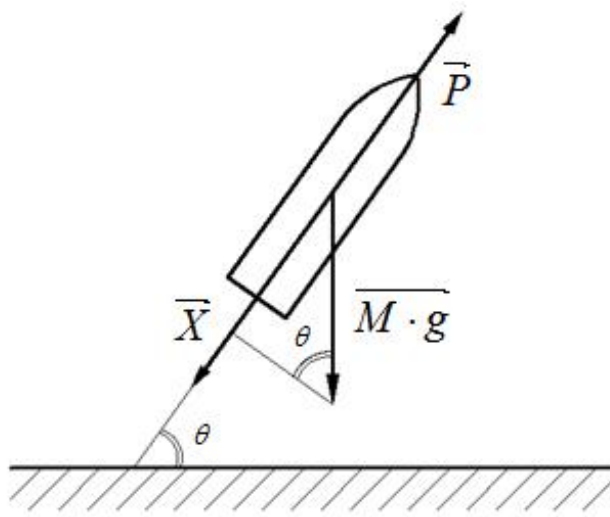
По 2-му закону Ньютона (см. рис.):

$$P - X - M \cdot g \cdot \sin \theta = M \frac{dV}{d\tau}, \quad (1)$$

$$\text{где } M = M_{нач} - m \cdot \tau \text{ - масса ракеты,} \quad (2)$$

$M_{нач}$ - начальная масса ракеты с топливом.

$$P = mW_a + p_a F_a - p_H F_a. \quad (3)$$



Подставим (2) и (3) в (1), получим:

$$dV = f(\tau, p_H, p_a, F_a, W_a, X, g, \theta).$$

Проинтегрируем dV от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_{\text{кон}}$, получим:

$$V_{\text{кон}} = f(\tau_{\text{кон}}, p_H, p_a, F_a, W_a, X, g, \theta),$$

где $\tau_{\text{кон}}$ - время конца полета (время работы камеры).

Для определения $p_a^{\text{онм}} = f(V_{\text{кон}}^{\text{max}})$ продифференцируем $V_{\text{кон}}$ по p_a и приравняем к нулю. Отсюда находим $p_a^{\text{онм}}$:

$$\frac{dV_{\text{кон}}}{dp_a}; \rightarrow \frac{dV_{\text{кон}}}{dp_a} = 0; \rightarrow p_a^{\text{онм}}.$$

При этом: учтём, что $\frac{dX}{dp_a} = 0$, $\frac{dg}{dp_a} = 0$, $\frac{d\theta}{dp_a} = 0$.

Произведем замену $\frac{dW_a}{dp_a} = f(F_a)$ из уравнения Бернулли $dp_a + \rho_a W_a dW_a = 0$:

$$\frac{dW_a}{dp_a} = -\frac{1}{\rho_a W_a} \cdot \frac{F_a}{F_a} = -\frac{F_a}{m}.$$

После преобразования получим два равносильных уравнения:

$$p_a^{\text{онм}} = \frac{\int_{M_{\text{кон}}}^{M_{\text{нач}}} p_H \frac{dM}{M}}{\ln \frac{M_{\text{нач}}}{M_{\text{кон}}}}; (4)$$

$$p_a^{\text{онм}} = \frac{\int_0^{\tau_{\text{кон}}} p_H \frac{d\tau}{M}}{\frac{1}{m} \ln \frac{M_{\text{нач}}}{M_{\text{кон}}}}. (5)$$

Варианты применения полученных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Уравнение (4) – если дано } M_{\text{кон}}, \rightarrow M_{\text{кон}} = M_{\text{нач}} - m \cdot \tau_{\text{кон}}. \\ \text{Уравнение (5) – если задано } \tau_{\text{кон}}, \text{ т.е. время работы.} \end{array} \right\}$$

Интегралы в уравнениях (4) и (5) напрямую не определяются – нужны сведения об изменении p_H по траектории полета.

С увеличением $\frac{M_{\text{нач}}}{M_{\text{кон}}}$, т.е. с увеличением $M_T = M_{\text{нач}} - M_{\text{кон}}$ при заданной $M_{\text{нач}}$ уменьшается $p_a^{\text{онм}}$, т.е. увеличивается $F_a^{\text{онм}}$.

Определение $p_a^{\text{онм}}$ позволяет создать как бы расчетный режим работы сопла для «среднего» значения p_H при $F_a^{\text{онм}} = \text{const}$.