

ЧАСТЬ III. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ В РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ.

ЛЕКЦИИ №36,37

1. Кольцевые сопла, или сопла с центральным телом.

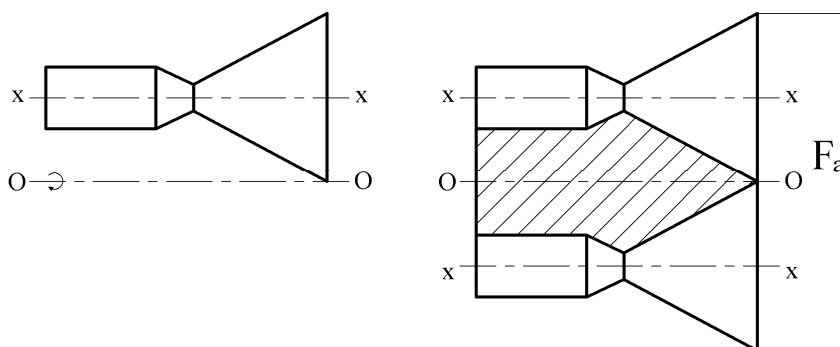
подавляющее большинство сопел – это круглые сопла, однако, для двигателей в несколько сотен или тысяч тонн тяги их габариты становятся весьма большими. В этих случаях выгодно использовать кольцевые сопла, которые при той же степени расширения имеют существенно меньшие продольные габариты и меньшую массу. 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.

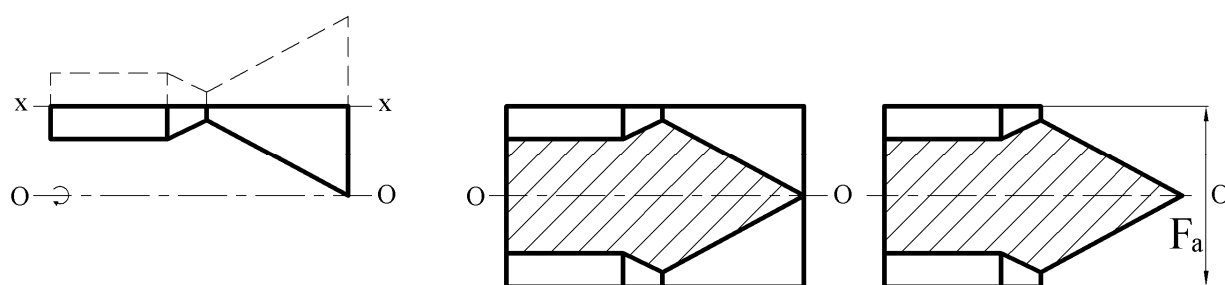
Схема образования кольцевых сопел с центральным телом (см. рисунки):

Простое кольцевое (осесимметричное) сопло



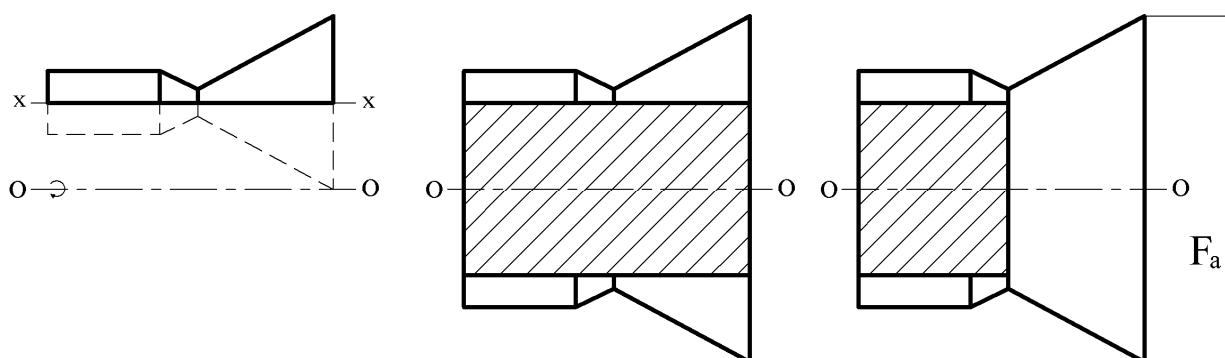
Если вращать контур круглого сопла вокруг оси «0-0», то образуется простое кольцевое сопло. Площади критического и выходного сечений определяются также как и для круглых сопел. Это сопло имеет и наружную, и внутреннюю стенки. Очевидно, что габариты такого сопла значительно меньше, чем у обычного. В образованное 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

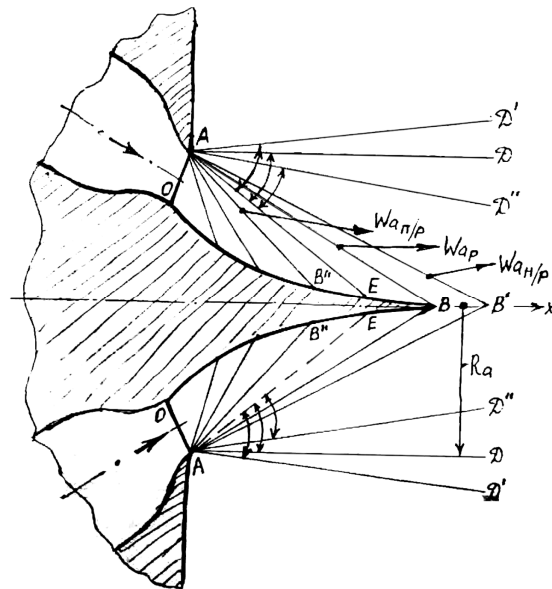
Схема течения в сопле:

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:

$\angle EAD$ – на расчетном режиме,

$\angle EAD'$ – на режиме недорасширения,

$\angle EAD''$ – 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 ($p_a = p_{a_{расч}} = p_n$), $\left(\frac{p_k}{p_n}\right) = \left(\frac{p_k}{p_n}\right)_{расч}$.

АВ – 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 ОАВ все параметры остаются прежними, т.к. p_n не оказывает на них никакого влияния, далее поток продолжает расширяться;

б) если повышение ($\frac{P_k}{P_n}$) 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;

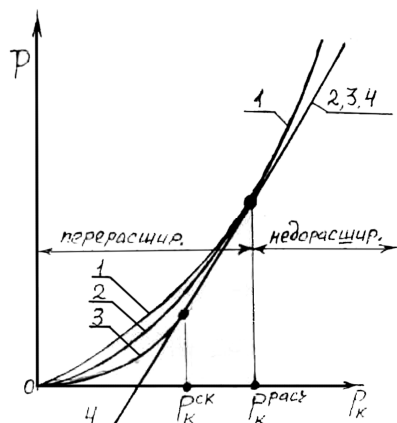
г) площадь F_a становится кольцевой, а вектор скорости не параллелен оси сопла, поэтому следует учитывать потери на веерность;

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

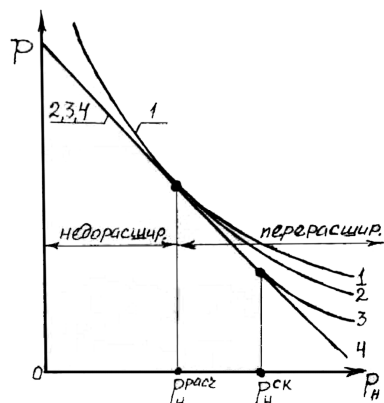
вдв с наибольшим расходом, который поднимает давление на торце до p_n и даже больше.

3. Характеристики штыревого сопла.

дрессельная



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:

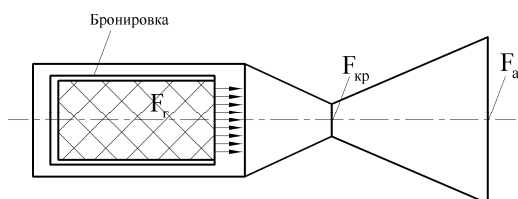
- 1. Значительно меньшие продольные размеры,
- 2. Существенно меньше масса,
- 3. Заметно лучше характеристики на режимах перерасширения.

ЛЕКЦИЯ №38

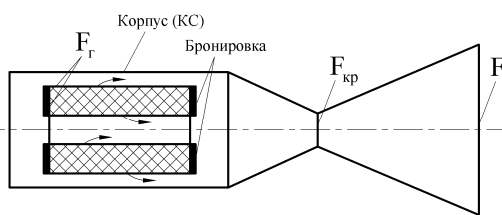
4. Элементы внутренней баллистики идеального РДТТ.

Простейшие схемы горения топлива:

торцевое горение



канальное горение



F_r – 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 $\dot{m}_{\text{прих}} = \rho_{\text{т}} \cdot U \cdot F_{\text{з}}$, где $\rho_{\text{т}}$ = плотность ТТ, кг/м³,

$F_{\text{з}}$ - площадь поверхности горения.

Известно, что $\dot{m}_{\text{расх}} = \frac{p_{\text{к}} F_{\text{кр}}}{\beta}; U = U_1 p_{\text{к}}^{\nu}$.

И тогда равенство газоприхода и газорасхода будет как: $\rho_{\text{т}} U_1 p_{\text{к}}^{\nu} F_{\text{з}} = \frac{p_{\text{к}} F_{\text{кр}}}{\beta}$.

При этом $\beta = \frac{\sqrt{RT_{\text{к}}}}{A_{\text{к}}} = f(\kappa, R, T_{\text{к}}) \neq f(p_{\text{к}}) \neq f(F_{\text{з}}) \neq f(F_{\text{кр}})$.

Отсюда $p_{\text{к}} = \left(\frac{\rho_{\text{т}} u_1 F_{\text{з}} \sqrt{RT_{\text{к}}}}{F_{\text{кр}} A_{\text{к}}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}$ – уравнение внутренней баллистики идеального РДТТ.

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

г) зависимости $P_n, I_{\text{yn}} = f(F_{\text{кр}}, F_{\text{з}})$.

Пусть $F_{\text{кр}}$ уменьшается. И тогда:

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

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

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

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

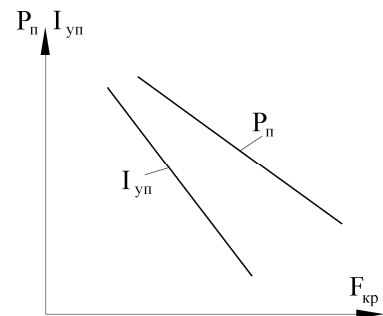
$K_{\text{ТП}}$ (коэффициент тяги в пустоте) увеличивается, т.к. $K_{\text{ТП}} = f\left(\frac{F_{\text{з}}}{F_{\text{кр}}}\right)$,

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

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

Итак, с уменьшением $F_{\text{кр}}$ при прочих равных условиях

I_{yn} и P_n возрастают.



Пусть F_2 увеличивается. И тогда:

p_k увеличивается, т.к. $p_k = f(F_2)$ (из уравнения внутренней баллистики),

U увеличивается, т.к. $U = f(p_k)$ (из уравнения скорости горения),

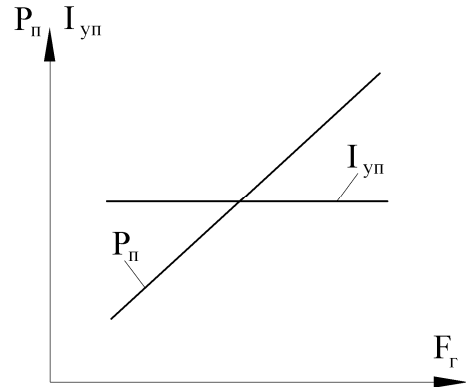
$\dot{m}_{прих}$ увеличивается, т.к. $\dot{m}_{прих} = \rho_t \cdot U \cdot F_2$,

$\dot{m}_{расх}$ 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. $I_{yn} = K_{Тп} \cdot \beta$,

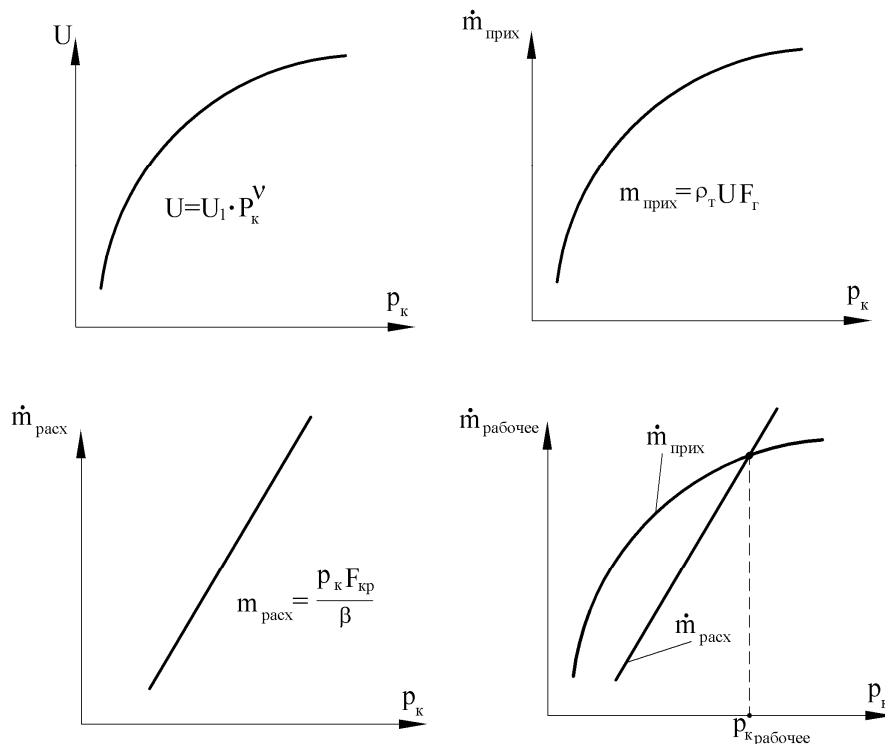
P_n увеличивается, т.к. $P_n = I_{yn} \cdot \dot{m}_{расх}$.



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.

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_0 – 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 термопрочностью конструкционных материалов ($T_\kappa \leq 3000$ K).

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

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 $N_{T(\tau)} = N_{T_0} \cdot e^{-a\tau}$, где

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

N_{T_0} – 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

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

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

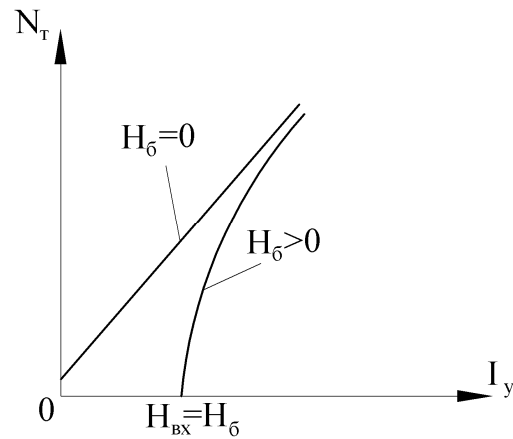
Подставим последние две формулы в уравнение энергии.

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

Получена зависимость потребляемой 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

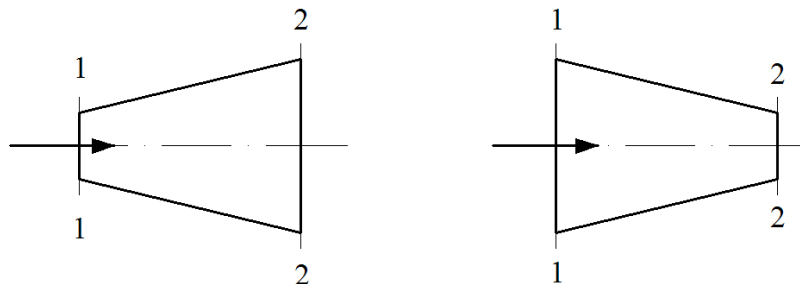
T_K и, соответственно, к росту I_y .



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

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

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

$\vec{P}_{\text{вн}}^{1-2} = \vec{J}_2 - \vec{J}_1$ - 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 $J_{\text{вн}}$ можно определить через одно из известных выражений (см. выше), например:

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

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

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

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

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.

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

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.

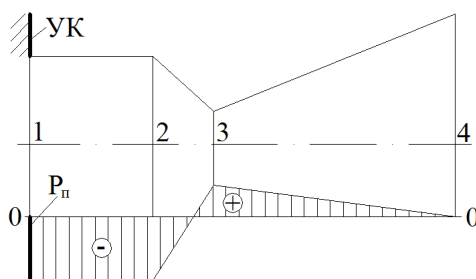
Рассмотрим несколько вариантов местоположения УК, а для простоты анализа примем, что $p_n = 0$, т.е. $P = P_{вн} = P_n$. Выберем некоторые характерные сечения камеры и обозначим их номерами (см. рис. ниже). Определим действующие в них слева и справа осевые усилия. При этом воспользуемся уже известными 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.

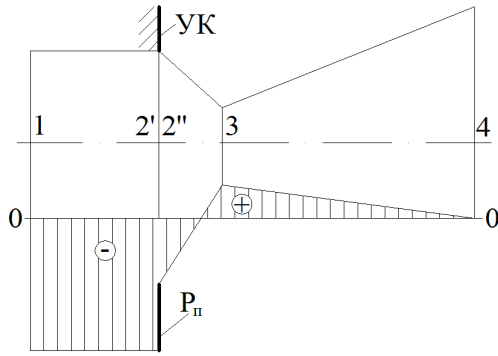


$$P_{n1} = P_n = 2p_{\kappa} F_{\kappa p} \varepsilon(1) z_a,$$

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

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

$$P_{n4} = 0.$$



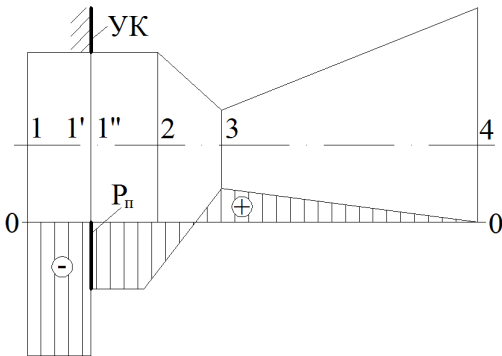
$$P_{n1} = p_k F_k = P_{\max},$$

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

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

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

$$P_{n4} = 0.$$



$$P_{n1} = p_k F_k = P_{\max},$$

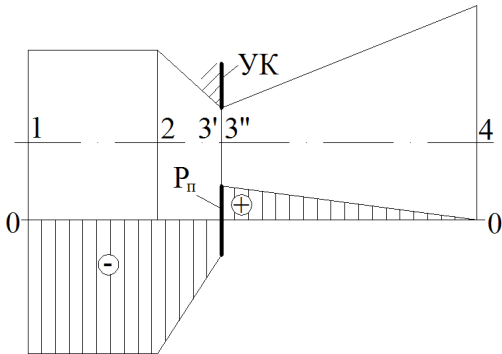
$$P_{n1'} = P_{n1},$$

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

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

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

$$P_{n4} = 0.$$



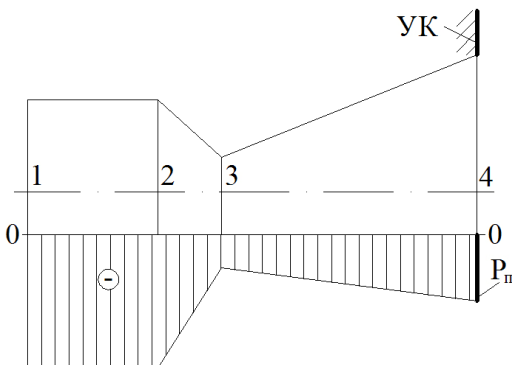
$$P_{n1} = p_k F_k = P_{\max},$$

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

$$P_{n3'} = P_{\partial/3} = 2p_k F_{kp} \varepsilon(1),$$

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

$$P_{n4} = 0.$$



$$P_{n1} = p_k F_k = P_{\max},$$

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

$$P_{n3} = P_{\partial/3} = 2p_k F_{kp} \varepsilon(1),$$

$$P_{n4} = P_n = 2p_k F_{kp} \varepsilon(1)z_a.$$

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 термокаталитического 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 термокаталитическом 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.

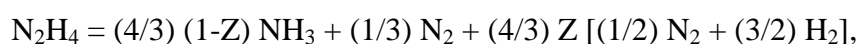
Реально разлагается лишь определенная часть аммиака, которая зависит от вида катализатора и достигнутой температуры. Введем понятие «степень разложения аммиака» Z :

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

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

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

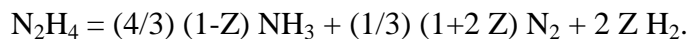
С учетом вышеизложенного, реакцию разложения гидразина можно представить в виде:



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:

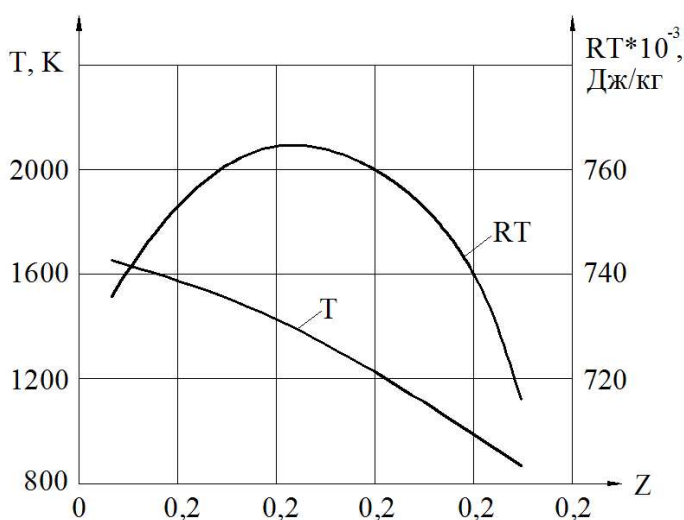


Анализ:

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^{opt} (или площади среза F_a^{opt}) при переменном давлении окружающей среды p_n .

$$k, R, T_k = const, p_k, F_{kp} = const, p_H = var.$$

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:

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

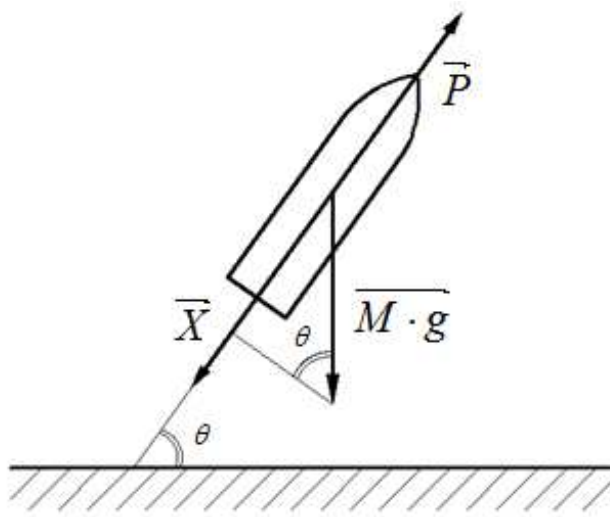
По 2-му закону Ньютона (см. рис.):

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

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

$M_{нач}$ - 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 $p_a^{\text{онм}}$:

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

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

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 $F_a^{\text{онм}} = \text{const}$.