

ФИЗИКА РАКЕТЫ

*Говард С. Зейферт, Марк М. Миллс
и Мартин Саммерфильд *)*

I. ПРИНЦИПЫ ПРОДВИЖЕНИЯ РАКЕТЫ

Настоящая статья касается только ракетных двигателей «чистого» реактивного типа, развивающих тяговое усилие без использования окружающей атмосферы. Этим исключаются такие устройства, как «турборакетный» мотор, применяемый в ракетно-турбинных самолётах типа Р-80. Мы не будем также затрагивать аэродинамику тел, движущихся со сверхзвуковой скоростью, вопросы электроники, связанные с дистанционным управлением ракетными снарядами, применение ракет для измерения физических характеристик верхних слоёв атмосферы и особенности ракетной артиллерии. Даже после исключения этих интересных областей, наука о ракетном движении, как видно будет из дальнейшего, соприкасается со многими разделами физики и химии.

1. Физическая природа ракетного движения

Ракета представляет собой некоторую жёсткую оболочку, заключающую в себе запас вещества и энергии и снабжённую устройством, позволяющим сообщать кинетическую энергию порциям вещества и выбрасывать их в определённом направлении. Вещество, первоначально неподвижное относительно оболочки, обычно выпускается непрерывным потоком со «скоростью вытекания» v и расходом массы $m = \frac{dm}{dt}$, чем обусловливается изменение количества движения на величину mv в единицу времени. Это изменение количества движения

*) Howard S. Seifert, Mark M. Mills and Martin Summerfield, Amer. Journ. of Physics 15, 1 (1947). Перевод М. Л. Антокольского. Настоящая статья является первой из числа трёх публикуемых авторами по этому вопросу. Последующие статьи будут напечатаны в следующих выпусках УФН. Исторический очерк даётся в третьей статье.
Ped.

сообщается остающейся части ракеты, имеющей мгновенную массу m , в виде силы реакции:

$$F = mv, \quad (1)$$

где F и v направлены в противоположные стороны, так как m отрицательно. Уравнение (1) справедливо, если истечение происходит в пустоту. Таким образом механический принцип действия ракеты отличается исключительной простотой.

Идеальной является ракета, дающая максимальную быстроту изменения количества движения (и вместе с тем максимальную силу тяги) при минимальном расходе массы. Простейший расчёт показывает, что при постоянной силе тяги количество кинетической энергии, сообщаемой вытекающей массе, находится в обратном отношении к расходу массы. Так как технически совершенная ракета должна экономно расходовать массу, она должна отдавать большие количества кинетической энергии. Это приводит к требованию, чтобы выпускаемое вещество было нагрето до высокой температуры и, следовательно, находилось в газообразном состоянии. В дальнейшем всюду будет предполагаться, что истекающее вещество ведёт себя как идеальный газ. Назначением ракетного двигателя, таким образом, является превращение беспорядочного теплового движения молекул газа в упорядоченное, при котором все молекулы движутся в одном определённом направлении. В таких идеальных условиях макроскопическое количество движения было бы максимальным, а температура и давление равны нулю. Так как это требует расширения в вакуум, то ракета, движущаяся в земной атмосфере, не может достигнуть идеальной эффективности. Процесс расширения заканчивается, когда давление в сопле ракеты сравнивается с давлением окружающей атмосферы. Соответственно с этим, полезное действие ракетного двигателя имеет свой предел.

2. Критерий для оценки работы ракеты

Особенностью ракеты, по сравнению с другими движущими устройствами, является то, что тяговое усилие у неё не зависит от скорости и для своего существования не требует окружающей среды, в противоположность, например, аэропланному мотору, у которого тяговое усилие уменьшается с возрастанием относительной скорости и с уменьшением плотности атмосферы. Обычные моторы в нормальных условиях перемещают свой груз с постоянной скоростью; ракетные моторы обычно сообщают ускорение свободно движущемуся телу с быстро уменьшающейся массой. Обычные моторы предназначены, чтобы развивать усилие на протяжении определённого пути, ракетный же — чтобы развивать его в течение некоторого промежутка времени, с целью сообщения определённой конечной скорости. Ввиду этого импульс (или изменение количества движения) является более

существенным параметром ракеты, чем расходуемая энергия; и так называемый «удельный импульс» — тяговое усилие на единицу веса вытекающего вещества:

$$J_{sp} = \frac{Ft}{m_p g} = \frac{F}{m_{\text{средн.}} g} \quad (2)$$

представляет более важную характеристику, чем развиваемая мощность. При этом оказывается, что общая расходуемая масса m_p одна и та же при постоянном импульсе, независимо от того, развивается ли большое усилие в течение малого времени или малое усилие в течение продолжительного времени.

Механическая мощность, развиваемая ракетой, пропорциональна её скорости. Например, германская ракета «Фау-2» при максимальной скорости 150 м/сек развивает мощность выше полумиллиона лошадиных сил, в то время как непосредственно после старта её мощность относительно невелика.

Величина, обратная J_{sp} , представляет собой «удельный расход горючего» $w_{sp} = \frac{1}{J_{sp}}$. Произведение $J_{sp}g$ есть «эффективная скорость вытекания» c , приблизительно равная скорости v , фигурирующей в уравнении (1). Различие между скоростью c , определяемой уравнением

$$c = gJ_{sp}, \quad (3)$$

и истинной скоростью истечения v , обусловлено вредными эффектами, как, например, противодавлением атмосферы. Хотя J_{sp} в основном характеризует собой процесс создания тягового усилия, на его величину влияют геометрическая форма ракеты, давление сгорания и наружное атмосферное давление. Это необходимо иметь в виду при сравнении различных рабочих веществ.

В качестве параметра ракеты употребляется ещё отношение импульса к полному весу:

$$\frac{Ft}{(m_p + m_0)g}, \quad (4)$$

в котором принята во внимание нерасходуемая масса m_0 . Этот параметр характеризует качество всей конструкции, состоящей из рабочего вещества и оболочки. Некоторые рабочие вещества, дающие относительно высокий удельный импульс, могут при сравнении их с другими по полному весу потерять это превосходство. Это произойдёт в том случае, если плотность таких веществ очень мала.

ДИНАМИКА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

3. Основные термодинамические соотношения

В этом и в следующих разделах будут выведены количественные соотношения, определяющие скорость истечения газов из сопла ракеты, а также возникающие при этом тяговые усилия. Теория по большей части выводится из самых общих исходных принципов, причём

для ясности и последовательности изложения не опускаются даже вопросы, уже хорошо освещённые в литературе.

До сих пор рассматривались только соотношения между тяговым усилием и механической энергией. Теперь предположим, что рабочее вещество обладает определённой теплотой сгорания, и рассмотрим термодинамический процесс превращения этого тепла в полезную механическую энергию.

Пусть dq — добавочное тепло, сообщаемое единице массы газа, dE — изменение внутренней энергии газа, dV — изменение объёма, вызванное этим нагреванием, и p — давление, при котором протекает процесс. Тогда $p dV$ — работа, выполненная расширяющимся газом. Согласно первому началу термодинамики

$$dq = dE + p dV. \quad (5)$$

Внутренняя энергия E , вообще говоря, есть функция температуры T , а также, в случае, если присутствуют вандерваальсовы силы, удельного объёма V .

Теплоёмкость при постоянном объёме $c_v = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_v$, согласно уравнению (5) равна:

$$c_v = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{V=\text{const}}. \quad (6)$$

Таким образом c_v равна изменению внутренней энергии с температурой при постоянном объёме. Преобразуя уравнение (5) в иную форму, мы можем получить выражение для теплоёмкости при постоянном давлении. Именно

$$dq = d(E + pV) - Vdp = dH - Vdp, \quad (7)$$

где $H = E + pV$ есть энтальпия или теплосодержание.

Из (7) имеем:

$$c_p = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_{p=\text{const}}. \quad (8)$$

Следовательно, c_p равна изменению энтальпии при постоянном давлении.

Мы теперь свяжем «механическую» скорость газа с его термодинамическими параметрами — давлением, температурой и плотностью. Механическая скорость здесь понимается как общая или макроскопическая скорость, в отличие от случайного теплового движения молекул. Мы применим уравнение Бернулли в форме, пригодной для сжимаемой жидкости. Рассмотрим струю газа (рис. 1) при стационарном течении и вычислим ускорение элемента газа, заключённого между двумя близкими поперечными сечениями, каждое площадью A . Разумеется, факт стационарности потока не означает, что любой элемент его движется без ускорения.

Применяя второй закон Ньютона к элементу газа толщиной ds , получаем:

$$\rho A ds \frac{dv}{dt} = pA - (p + dp)A = -Adp, \quad (9)$$

где ρ — плотность газа. В стационарном течении скорость элементов

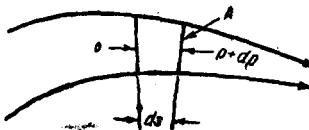


Рис. 1. Адиабатическое расширение сжимаемой жидкости.

газа, проходящих одну фиксированную точку потока, не меняется со временем, однако она изменяется от точки к точке. Поэтому

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dt} + \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} = 0 + v \frac{dv}{ds}. \quad (10)$$

Комбинируя уравнения (10) и (9), мы получим уравнение Бернулли

$$-dp = \rho v dv. \quad (11)$$

Отрицательный знак показывает, что скорость растёт с уменьшением давления. Так как мы рассматриваем единицу массы, то $\rho = \frac{1}{V}$, где V — удельный объём. Вводя эту подстановку в уравнение (11), которое по существу представляет второй закон Ньютона, и комбинируя его с первым законом термодинамики в форме (7), мы получаем:

$$dq = dH + v dv = d\left(H + \frac{1}{2} v^2\right). \quad (12)$$

В то время как H есть энталпия единицы массы, член $\frac{1}{2} v^2$ представляет кинетическую энергию единицы массы. Таким образом термодинамические величины связаны со скоростью движения газа, как целого, фундаментальным и практически важным соотношением. Если мы, далее, предположим, что изображённый на рис. 1 поток совершает адиабатический процесс, например расширение в сопле ракеты, то $dq=0$ и интеграция (12) даёт:

$$H + \frac{1}{2} v^2 = \text{const.} \quad (13)$$

Согласно уравнению (13) в стационарном адиабатическом процессе сумма энталпии и кинетической энергии единицы массы постоянны. Практически это имеет место в большинстве случаев.

4. Адиабатный поток

Для вывода количественных соотношений, описывающих адиабатный поток ($dq=0$), приходится приписать скимаемой жидкости свойства идеального газа. Согласно определению, внутренняя энергия E и энталпия H идеального газа суть функции одной только температуры. Поэтому первый закон термодинамики путём комбинирования (5) и (6) или, соответственно, (7) и (8) приводится к форме

$$c_v dT + pdV = 0, \quad (14a)$$

$$c_p dT - Vdp = 0. \quad (14b)$$

Исключая из (14a) и (14b) dT и вводя отношение теплоёмкостей $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, получаем:

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (15)$$

До сих пор не накладывалось никакого ограничения на c_p и c_v , которые могли быть и переменными. Если мы теперь допустим, что γ постоянна, то уравнение (15) может быть проинтегрировано, и мы получим известное уравнение для адиабатного процесса

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad (16)$$

Определение идеального газа требует не только того, чтобы E зависело исключительно от T , но и чтобы газ подчинялся уравнению состояния для единицы массы:

$$pV = \frac{R}{M} T = R_s T, \quad (17)$$

где R — универсальная газовая постоянная, M — эффективный молекулярный вес газа *) и R_s — удельная газовая постоянная.

Беря разность между (14a) и (14b) и комбинируя с уравнением (17), получаем после перегруппировки:

$$c_p - c_v = R_s. \quad (18)$$

Подстановка $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ приводит к двум соотношениям, которые будут полезны в дальнейшем:

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R_s, \quad (19a)$$

$$c_v = \frac{1}{\gamma - 1} R_s. \quad (19b)$$

Пользуясь уравнениями (16) и (17), можно выразить любую из ве-

*) Величина M должна быть выражена в единицах массы (а не веса).

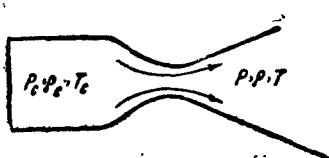
личин: давление, температуру и плотность или удельный объём в функции двух остальных. Далее, отношение, например, температур в двух точках адиабатного цикла может быть выражено простым степенным выражением от отношения значений любой другой переменной в этих точках. Эти соотношения особенно полезны, когда требуется вычислить параметр в любой точке ракетного сопла в зависимости от его значения в камере сгорания, где оно легче может быть измерено. Например,

$$\frac{T}{T_c} = \left(\frac{p}{p_c} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}, \quad (20)$$

где индекс c означает, что величина относится к камере сгорания. Так как в ракетах $\frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{1}{5}$, то уравнение (20) показывает, что сравнительно большому изменению давления при адиабатном расширении газа в сопле соответствует малое изменение температуры. Оно показывает также важность параметра γ в динамике сжимаемой жидкости.

5. Скорости, достигаемые при адиабатном расширении

Мы вывели необходимые соотношения для получения выражения скорости вытекания газов из сопла ракеты в зависимости от температуры или давления. Из определяющего c_p выражения (8) и из постоянства c_p в идеальном газе находим путём интегрирования:



$$H = c_p T + H_0, \quad (21)$$

Рис. 2. Термодинамические параметры в камере сгорания и в произвольном поперечном сечении сопла.

Рис. 2. Термодинамические параметры в камере сгорания и в произвольном поперечном сечении сопла.

где H_0 — константа интегрирования.

Обозначим (рис. 2) давление и температуру в камере сгорания через p_c и T_c , а в каком-нибудь сечении сопла — через p и T . Так как скорость в камере сгорания мала, то из (13) и (21) следует:

$$\frac{1}{2} v^2 - 0 = c_p (T_c - T). \quad (22)$$

Но c_p может быть выражено, согласно (19а), через основные постоянные, откуда

$$v^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} R_s T_c \left(1 - \frac{T}{T_c} \right). \quad (23)$$

Используя уравнения (17) и (20), мы можем заменить температуру давлением и плотностью, которые легче определяются, и получим

окончательное выражение для скорости вытекания в зависимости от давления вытекания:

$$v = \sqrt{2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_c}{p_c} \left[1 - \left(\frac{p}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}. \quad (24)$$

Из уравнения (24) можно сделать ряд интересных выводов. Множитель, содержащий $\frac{p}{p_c}$, приближается к единице, когда это отношение стремится к нулю. Таким образом скорость истечения растёт с уменьшением внешнего давления и достигает максимума при расширении в вакуум, когда $p=0$. В этом случае вся тепловая энергия газа переходит в кинетическую. Для v_{\max} из уравнения (24) получается:

$$v_{\max} = \sqrt{2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_c}{p_c}}. \quad (25)$$

При проектировании ракеты задаётся отношение наружного давления к давлению в камере $\frac{p}{p_c}$. Наружное давление изменяется от одной атмосферы до нуля в зависимости от высоты полёта ракеты. Типичное значение $\frac{p}{p_c}$ для жидкого вещества составляет 14,7:300. При заданном значении $\frac{p}{p_c}$ скорость, согласно (24), растёт с уменьшением γ и, следовательно, желательно применять газ с малым значением γ ; впрочем, на практике представляется малая возможность изменять этот параметр.

Согласно (17) $\frac{p_c}{\rho_c} = \frac{R}{m} T_c$. Отсюда видно, что для достижения наибольшей скорости вытекания v температура T_c в камере сгорания должна быть высока, а молекулярный вес продуктов сгорания — низким. То, что m должно быть низким, может быть показано иным путём, с помощью принципа равномерного распределения энергии (см. 1, стр. 210). Рассмотрим две камеры сгорания с тем же давлением p_c и температурой T_c , содержащие идеальные газы с молекулярным весом m_1 в одной и $100m_1$ — в другой камере. Если средняя кинетическая энергия более лёгких молекул $\frac{1}{2}Mv^2$, то, согласно теореме о равномерном распределении, для тяжёлых она должна быть той же самой, т. е. $\frac{1}{2} \cdot 100M \cdot \left(\frac{v}{10}\right)^2$. При расширении газа в вакуум среднее количество движения лёгкой молекулы равно Mv и тяжёлой $100M \frac{v}{10}$ или $10Mv$. Однако если расход массы одинаков, то количество вытекших лёгких молекул в 100 раз больше количества тяжёлых, и поэтому общее изменение количества движения, а

потому и тяговое усилие ракеты, содержащей более лёгкое вещество, будут в десять раз больше, несмотря на одинаковость температуры, давления и расхода массы. Это обстоятельство имеет важное значение при выборе рабочего вещества, для которого, таким образом, желательно наивысшее содержание водорода.

Если две ракеты, упомянутые в предыдущем примере, имеют равные тяговые усилия, а не расход массы, то для более лёгкого вещества расход массы составляет одну десятую от расхода тяжёлого, но мощность, сообщаемая более лёгким молекулам, в десять раз выше. Этот факт находится в согласии с соображениями, высказанными в разделе 1.

ИСТЕЧЕНИЕ ИЗ СОПЛА

6. Скорость истечения и скорость звука

Входящий в уравнение (24) фактор $\frac{p_c}{\rho_c} = R_s T_c$ представляет собой меру запасённой в газе тепловой энергии и имеет размерность энергии, приходящейся на единицу массы. Для идеального газа он представляет собой просто кинетическую энергию молекул, движущихся с определённой средней скоростью. Так как скорость распространения волнового возмущения в газе определяется той же самой средней скоростью теплового движения молекул, то естественно ожидать, что скорость звуковых волн в газе находится в простом отношении со скоростью, которую получают молекулы этого газа при свободном адиабатическом расширении. Хорошей мерой для скорости хаотического молекулярного движения является так называемая скорость звука a (см., например¹, стр. 36 и след.), определяемая уравнением

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho}. \quad (26)$$

Для адиабатного процесса при помощи уравнений (15) и (17) уравнение (26) приводится к виду:

$$a^2 = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma R_s T. \quad (27)$$

Таким образом если мы обозначим скорость звука в камере сгорания через a_c , то уравнение (25) для максимальной скорости истечения перепишется в виде:

$$v_{\max} = a_c \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}}, \quad (28a)$$

а уравнение (24) для скорости истечения при любом давлении p превращается в

$$v = a_c \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}. \quad (28b)$$

Для многих видов рабочего вещества, применяемого в ракетах, $\gamma = 1,25$, так что $v_{\max} = 2,828 a_c$. Для типичного случая расширения от 30 до 1 $\text{кг}/\text{см}^2$ скорость звука у выхода из сопла составляет $\frac{1}{2} a_c$, и отношение конечной скорости истечения у выхода из сопла к скорости звука в этом месте $\frac{v}{a}$ — так называемое «число Маха» M — имеет величину от 5 до 6. Такой поток жидкости носит название сверхзвукового и может быть осуществлён только при надлежащей форме сопла.

7. Сопло Лаваля

Для расчёта ракеты необходимо найти зависимость тягового усилия mv от свойств продуктов сгорания и от давления. Это уже было сделано для скорости истечения в виде уравнения (24). Для определения тягового усилия в зависимости от давления и геометрических размеров остаётся ещё найти подобное же выражение для расхода массы m и определить влияние противодавления на тяговое усилие.

Геометрическая форма отверстия, из которого вытекают находящиеся под давлением газы, сильно влияет как на расход массы, так и на тяговое усилие. А priori не очевидно, какой должна быть форма этого «сопла». Так, например, скорость несжимаемой жидкости, в частности воды, пропускаемой через трубку Вентури, сперва возрастает, а затем уменьшается, достигая максимума в наиболее узкой части трубы. Расход массы пропорционален общему перепаду давления. С другой стороны, сжимаемая жидкость, совершающая адиабатическое расширение через подобную же трубку Вентури, ведёт себя таким же образом только при том условии, если скорость в каждой точке меньше скорости звука в этой же точке. Как только достигается звуковая скорость, что имеет место прежде всего в наиболее узкой части — горловине трубы, поведение потока совершенно изменяется. На расход массы (но не на скорость истечения) больше не оказывает влияния никакое изменение давления в точках потока, лежащих кнаружи от горловины. Этот эффект иногда называется «нозлинг». Кроме того, скорость газа кнаружи от горловины возрастает, становясь сверхзвуковой, и достигает величины, определяемой давлением у выхода из сопла. Разность давлений, необходимая для достижения звуковой скорости, называется критической. Во всех ракетах давление в камере намного превышает эту критическую величину, как видно будет из количественных соотношений, к выводу которых мы приступаем.

Так как расход массы постоянен в любом поперечном сечении сопла, мы имеем условие непрерывности

$$\dot{m} = f\rho v = \text{const.}, \quad (29)$$

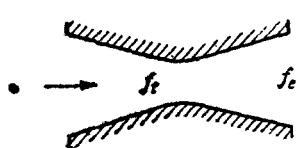
где f — площадь любого поперечного сечения, ρ и v — плотность и скорость в этом сечении. Эти последние величины можно выразить через посредство отношения $\frac{p}{F_c}$ и получить соотношение между давлением p в каком-нибудь сечении и площадью сечения f при заданном расходе m . Значение ρ может быть выражено через давление при помощи уравнения, подобного уравнению (20), а именно:

$$\rho = \rho_c \left(\frac{p}{p_c} \right)^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (30)$$

Подставляя это значение ρ и значение v из уравнения (24) в (29) и решая относительно f , находим:

$$f = \frac{\dot{m}}{\rho_c} \left(\frac{p}{p_c} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_c}{\rho_c} \left[1 - \left(\frac{p}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{-1/\gamma}. \quad (31)$$

Если вычислить значение f для ряда убывающих величин $\frac{p}{p_c}$, то окажется, что f проходит через минимальное значение 2 . Это показы-



Карла де Лаваля, впервые употребившего их для получения сверхзвуковой скорости газа.

площадь выходного отверстия f_r . То, что сверхзвуковое сопло должно иметь форму, сначала сужающуюся, а затем расширяющуюся, может быть показано ещё иным путём. Уравнение непрерывности (29), записанное в дифференциальной форме, гласит:

$$\frac{df}{f} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} = 0. \quad (32)$$

Дифференциальная [форма закона Бернулли [уравнение (11)]] может быть переписана при помощи уравнения (26) в виде:

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = a^2 \frac{d\rho}{\rho} = -v dv. \quad (33)$$

Подставляя это выражение для $\frac{d\rho}{\rho}$ в уравнение (32) и вспоминая определение числа маха $M = \frac{v}{a}$, находим:

$$\frac{df}{f} = -\frac{dv}{v} \left(1 - M^2\right). \quad (34)$$

Уравнение (34) показывает, что для того, чтобы скорость непрерывно возрастала вдоль сопла, т. е. чтобы dv всё время было положительно, нужно, чтобы:

если скорость v ниже скорости звука, $M < 1$,

$$\frac{df}{f} < 0, \text{ т. е. } f \text{ убывало;}$$

если скорость v — звуковая, $M = 1$,

$$\frac{df}{f} = 0, \text{ т. е. } f \text{ минимально;}$$

если скорость v — сверхзвуковая, $M > 1$,

$$\frac{df}{f} > 0, \text{ т. е. } f \text{ возрастило.}$$

Место, где площадь поперечного сечения минимальна, называется **горловиной**. Чтобы найти величину давления в горловине p_t , надо проинтегрировать уравнения (31) по $\frac{p}{p_c}$ и приравнять нулю производную. Таким путём находим:

$$\frac{p_t}{p_c} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}. \quad (35)$$

Комбинируя (35) и (20), находим для температуры в горловине

$$\frac{T_t}{T_c} = \frac{2}{\gamma + 1}. \quad (36)$$

Отношение давлений, определяемое уравнением (35), называется **критическим отношением**. Если отношение ниже этой начальной величины, то сопло должно иметь сходящуюся форму, в противном же случае — суживающуюся и снова расширяющуюся. Подстановка значения критического отношения (35) в уравнение (24) даёт с помощью (20) и (27) выражение для скорости в горловине v_t :

$$v_t = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_c}{p_t}} = \sqrt{\frac{2\gamma R_s T_c}{\gamma + 1}} = \sqrt{\gamma R_s T_t} = a_t. \quad (37)$$

Это как раз скорость звука при условиях, имеющих место в горловине.

Площадь сечения горловины f_t , необходимая при заданной величине расхода m и для заданного отношения давлений, может быть вычислена путём подстановки в уравнение (31) значения $\frac{p_t}{p_c}$ из уравнения (35) в предположении, что отношение давлений превосходит критическое значение. Таким образом значения давлений книзу от горловины не оказывают никакого влияния на расход. Это, по внешности, аномальное явление не вытекает из уравнения Бернулли, а находится в противоречии с ним³. Оно является следствием конеч-

ности скорости звука и того факта, что падение давления в жидкости после прохождения горловины не может передаваться в обратном направлении к потоку жидкости, если эта последняя движется со сверхзвуковой скоростью. Это объяснение дано впервые Осборном Рейнольдсом⁴.

Интересно отметить, что хотя уравнения (31) и (34) показывают необходимость минимума в попечном сечении сопла, если требуется,

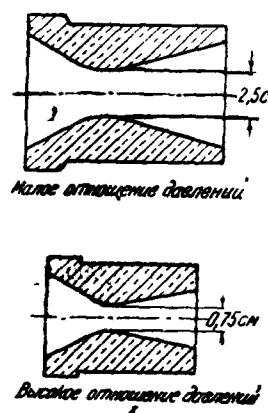


Рис. 4. Два типичных очертания сопла. Верхнее рассчитано на силу тяги 136 кг при расширении газа от первоначального давления 18 кг/см² (жидкое рабочее вещество), нижнее — для той же силы тяги при начальном давлении 120 кг/см² (твёрдое рабочее вещество).

скорость в горловине m . После достижения звуковой скорости в наиболее узком сечении дальнейшее уменьшение наружного давления не увеличивает m вследствие того, что скорость в горловом сечении остаётся постоянной и равной звуковой. Однако скорость у выхода из сопла продолжает возрастать, причём истечение сопровождается образованием ударных волн сложной формы⁵. Возрастание продолжается, пока давление возле самого выхода из сопла не достигнет величины, определяемой коэффициентом площади сопла *). Дальнейшее падение

чтобы скорость газа непрерывно возрастала, и хотя уравнение (31) однозначно определяет давление p и площадь f , оно не даёт никаких других указаний относительно геометрической формы сопла. Действительно, эта форма не определена однозначно и её выбор определяется другими, менее фундаментальными соображениями, как, например, весом и условиями теплопередачи. Два типичных контура сопел изображены на рис. 4. Из них а) предназначается для жидкого горючего и низкого давления в камере сгорания, а (б) для твёрдого горючего и высокого давления в камере.

Представляет интерес краткое качественное описание поведения сопла Лаваля при разных отношениях давлений. Поддерживая давление в камере постоянным, будем постепенно уменьшать давление на выходе из сопла, начиная от величины, лишь немного меньшей давления в камере. При этом сперва скорость всюду ниже звуковой, и сопло работает, как трубка Вентури. Скорость в начале сопла возрастает, а за горловиной снова падает. При уменьшении наружного давления увеличивается и вместе с тем растёт расход вещества m .

*) Это относится к давлению, достигаемому при непрерывном адиабатическом расширении при заданной площади выходного отверстия сопла, т. е. давлению, вычисленному по формуле (31), если вместо f подставить площадь отверстия. Коэффициент площади ϵ рассматривается в разделе 9.

«атмосферного давления» не увеличивает скорости вытекания из отверстия сопла, так как дополнительное расширение газа происходит уже не в сопле. Это обстоятельство может иметь следствием увеличение тягового усилия F , вызванное влиянием давления, как будет показано в разделе 9. На рис. 5 изображено, каким образом изменяются вдоль сопла параметры p , ρ , v и T , отнесённые к своим значениям в наиболее узком сечении.

8. Расход вещества в сопле

Величину расхода массы \dot{m} можно выразить через параметры, характеризующие условия в камере и площадь сечения горловины, комбинируя уравнение непрерывности и выведенные ранее соотношения. Согласно уравнению (29)

$$\dot{m} = f_t \rho_t v_t, \quad (38)$$

где индекс t указывает, что величины относятся к горловине. Скорость звука в горловине v_t получается из уравнения (37) и плотность в горловине ρ_t может быть выражена через p_t и T_t с помощью уравнения (17). Но p_t и T_t при помощи уравнений (35) и (36) могут быть выражены через параметры, характеризующие условия в камере. Сделав все нужные подстановки в (38), получим:

$$\dot{m} = \Gamma' \frac{f_t p_c}{\sqrt{\gamma R_s T_c}} = \frac{\Gamma' f_t p_c}{a_c}, \quad (39)$$

где Γ' (γ) — константа, определяемая уравнением

$$\Gamma' \equiv \gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}. \quad (40)$$

Из уравнения (39) видно, что \dot{m} не зависит от характеристик потока после прохождения им горловины. Скорость звука a_c не может быть измерена непосредственно; однако, как будет видно из раздела 10, величина a_c исключается из формул, служащих для практического вычисления \dot{m} . Величина расхода массы \dot{m} используется при расчёте тягового усилия ракеты.

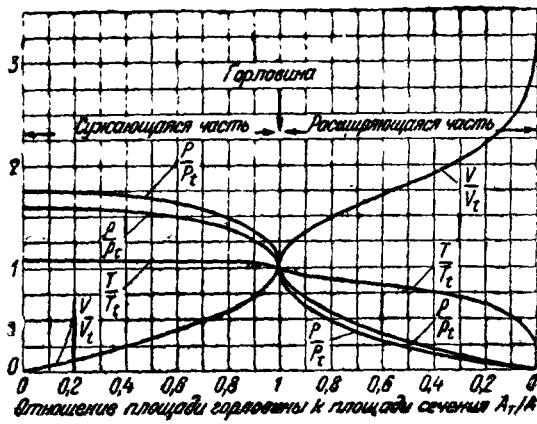


Рис. 5. График сверхзвуковой скорости и термодинамических параметров в сопле, отнесённых к значениям этих величин в горловине, как функций относительной площади. Направление потока газа слева направо.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ РЕАКЦИИ

9. Вычисление общего тягового усилия ракеты

Для ракеты, движущейся в пустоте, тяговое усилие вычисляется просто по формуле $F = mv$ с поправкой, вызванной тем, что вытекающая струя в действительности не параллельна, а слегка расходится. Но так как обычно ракета находится в атмосфере и подвергается внешнему давлению, то необходим более детальный анализ происходящих процессов.

Общая сила тяги F , для которой положительным направлением считается обратное по отношению к скорости газов, представляет (векторную) сумму всех сил давления, действующих на внутреннюю и наружную поверхности твёрдой оболочки:

$$F = \int p dS = \int_{S_i} p_i dS_i + \int_{S_0} p_0 dS_0, \quad (41)$$

где p — величина давления на оболочку, dS изображает элементарную площадку, а индексы i и 0 означают соответственно внутреннюю и наружную поверхности. В силу симметрии очевидно, что суммарный вектор направлен по оси ракеты.

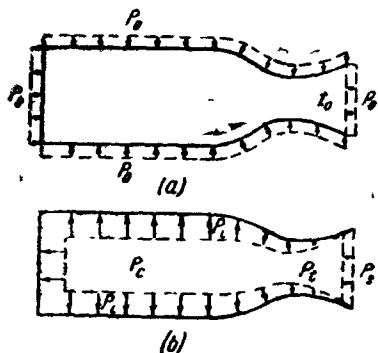


Рис. 6. Силы давления, действующие на оболочку ракеты и создающие тяговое усилие: а) внешние силы, созданные атмосферным давлением, б) внутренние силы, созданные развивающимися газами.

Действие открытого отверстия площади f_e состоит в создании несбалансированной силы, направленной обратно тяговому усилию, имеющей величину $-p_0 f_e$ и, следовательно, равной интегралу в выражении (42).

Для оценки члена $\int_{S_i} p_i dS_i$ в выражении (41) нужно рассмотреть массу газа, содержащегося в теле ракеты. Теорема о сохранении

$$p_0 f_e + \int_{S_0} p_0 dS_0 = 0. \quad (42)$$

количества движения требует, чтобы интеграл от всех сил, действующих на поверхность, окружающую эту массу, равнялся убыли количества движения сквозь эту поверхность, или $\dot{m}v_{ex}$, где v_{ex} — средняя скорость вдоль оси симметрии для всей площади отверстия сопла. Давление, действующее на газ, равно p_i (реакция стенок двигателя на испытываемое ими давление p_i) и среднее давление, противодействующее истечению газа из отверстия площадью f_e , равно p_e (напоминаем, что давление p_e у выхода сопла не обязательно равно p_0). Приравнивая общую силу, действующую на газ, быстроте изменения количества движения, получим:

$$-\int_{S_i} p_i dS_i + p_e f_e = -\dot{m}v_{ex}. \quad (43)$$

Огрицательный знак справа введен ввиду того, что общепринято рассматривать абсолютное значение величины \dot{m} , которая в действительности является существенно отрицательной величиной, представляющей собой уменьшение общей массы.

Средняя скорость v_{ex} в осевом направлении меньше истинной скорости истечения v_e , которая имеет компоненту, перпендикулярную к оси. Для учёта поправки на расхождение потока вводится фактор λ , так что мы пишем $v_{ex} = \lambda v_e$. Величина λ зависит от угла раствора сопла и может быть вычислена. Например, если половина угла раствора равна 15° , то $\lambda = 0,985$.

Уравнение тягового усилия (41) может теперь быть преобразовано с помощью (42) и (43); при этом получим:

$$F = \lambda \dot{m} v_e + (p_e - p_0) f_e. \quad (44)$$

Два члена, стоящие в правой части, иногда обозначают как тяговое усилие от скорости и от давления. Если $p_e = p_0$, то всё тяговое усилие зависит от скорости, и можно показать, определяя v_e с помощью уравнения (24) и дифференцируя F по p_e , что при этом условии F достигает своего максимума. Про сопло, для которого $p_e = p_0$, говорят, что оно даёт «совершенное» расширение; можно вычислить соответствующее ему отношение площадей $\epsilon = \frac{f_e}{f_t}$. Оно равно:

$$\epsilon = \frac{f_e}{f_t} = \frac{\Gamma'}{\gamma \left(\frac{p_0}{p_c} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_c} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \right]}} \quad (45)$$

Это уравнение получается из уравнения (31) для площади f посредством подстановки значения \dot{m} из уравнения (39) и упрощения при

помощи уравнения (17), записанного в форме $\frac{P}{\rho} = R, T$. Уравнение (45) бывает полезно при практических расчётах.

Если $p_e < p_0$, то газы получают «избыточное расширение» и тяговое усилие от давления отрицательно, что, однако, частично компенсируется повышением тягового усилия от скорости. Если $p_e > p_0$, то тяговое усилие от давления положительно, т. е. направлено в ту же сторону, что и скоростное, но оно не компенсирует полностью потерю из-за уменьшения скорости v_e , вследствие неполного расширения. Поскольку изменение тяговых усилий от давления и от скорости частично взаимно компенсируется, величина общего тягового усилия F довольно мало чувствительна к изменениям отношения площадей e . Так, например, сопло, имеющее совершенное расширение на уровне моря, даёт на высоте 12 000 м тяговое усилие приблизительно на 6% меньше, чем сопло, рассчитанное для работы на этой высоте.

10. Расчётные параметры для конструирования

a) Эффективная скорость истечения. Экспериментальное определение v_e и p_e в уравнении (44) затруднительно. Кроме того, расширение в действительности не является строго адиабатическим, лишенным трения, и «совершенным», в силу чего вводится эффективная скорость истечения c , определяемая уравнением

$$c \equiv \lambda v_e + (p_e - p_0) \frac{\frac{f_e}{e}}{\dot{m}}, \quad (46)$$

так что уравнение (44) переписывается в форме

$$F = \dot{m} c. \quad (47)$$

Величина c уже дискутировалась с другой точки зрения в разделе 2. Этот параметр используется во всех практических расчётах, хотя он может заметно отличаться от истинной скорости. Он определяется на практике путём измерения силы тяги F и расхода массы \dot{m} при помощи уравнения (47). Входящая в (47) сила тяги F заключает в себе эффекты давления, трения и расхождения потока и отличается от силы, созданной одной только реакцией, которая определяется уравнением (1).

b) Коэффициент тяги. Было найдено удобным определять тяговое усилие ракеты в форме

$$F = C_{Fx} \cdot p_e f_t. \quad (48)$$

Так как все величины, входящие в (48), легко измеряются, то может быть найдена экспериментальная величина коэффициента тяги C_{Fx} , с помощью которой можно подобрать площадь сечения горловины для

требуемого тягового усилия и давления в камере. Теоретическое выражение коэффициента тяги, которое может сравниваться с экспериментальным, получается следующим образом.

Выражая силу тяги [уравнение (44)] в зависимости от давления с помощью (24) и (39), получаем в предположении параллельного потока ($\lambda = 1$).

$$F = \Gamma' \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} p_c f_t + (p_e - p_0) f_e. \quad (49)$$

Деля это уравнение на $p_c f_t$, приходим к выражению для теоретического значения коэффициента тяги без учёта поправки на расходжение потока

$$C_F = \frac{F}{p_c f_t} = \Gamma' \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] + \frac{p_e - p_0}{p_c} \frac{f_e}{f_t}}. \quad (50)$$

Этот коэффициент имеет максимальную величину при «совершенном» расширении, когда $p_e = p_0$.

На рис. 7 приведён график максимального значения C_F и соответственного ему оптимального отношения площадей ε для типичного

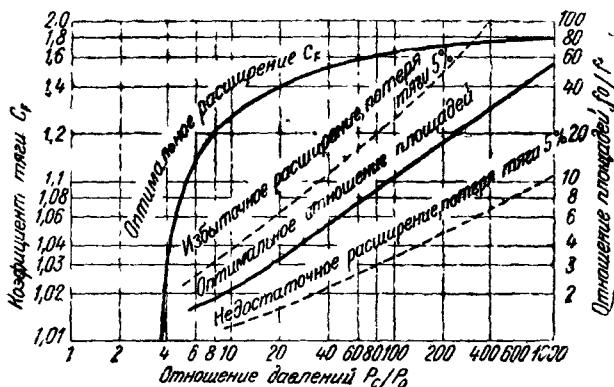


Рис. 7. График теоретического максимального коэффициента тяги сопла C_F и отношения площадей ε в функции отношения давлений для идеального газа при $\gamma = 1,25$. C_F асимптотически приближается к величине 2,1 при возрастании ε .

случае $\gamma = 1,25$. Это — величины, получающиеся при $p_e = p_0$. Для некоторых областей применения, как, например, для ракетных снарядов дальнего действия отношение давлений $\frac{p_c}{p_0}$ значительно изменяется. Для определённого сопла невозможно получить правильное отношение площадей при разных отношениях давлений, так как скон-

струировать «резиновое» сопло с переменным ϵ оказалось невозможным без введения нежелательных усложнений. В качестве компромисса часто выбирают величину ϵ , являющуюся оптимальной на высоте, достигаемой после израсходования половины запаса рабочего вещества.

В реальных соплах, при наличии трения и расхождения потока, измеренное значение C_{FX} в уравнении (48) ниже, чем C_F , определяемое из (50). В случае правильного расширения и отсутствия трения мы должны иметь $C_{FX} = \lambda C_F$ [см. уравнение (46)]; однако экспериментально измеренные значения C_{FX} ниже вычисленных таким способом на 2—4% в зависимости от трения и других потерь.

с) Характеристическая скорость. В дополнение к коэффициенту тяги C_{FX} полезно ввести эмпирический параметр, позволяющий на практике вычислять расход вещества, поскольку уравнение (48) не даёт относительно \dot{m} никаких указаний. Мы перепишем уравнение (39), определяющее \dot{m} , вводя новый параметр c^* , называемый характеристической скоростью, следующим образом:

$$\dot{m} = \frac{\Gamma'}{a_c} p_c f_t = \frac{p_c f_t}{c^*}, \quad (51)$$

где

$$c^* \equiv \frac{p_c f_t}{\dot{m}} = \frac{a_c}{\Gamma'} = \frac{1}{\Gamma'} \sqrt{\frac{\gamma R T_c}{M}}. \quad (52)$$

Введение величины c^* представляет то удобство, что эффективная скорость истечения c выражается через неё и через коэффициент тяги C_{FX} , а именно:

$$c = \frac{F}{\dot{m}} = \frac{\frac{F}{p_c f_t}}{\frac{\dot{m}}{p_c f_t}} = C_{FX} \cdot c^*. \quad (53)$$

Таким образом если для данного рабочего вещества, при данном рабочем давлении экспериментально измерена величина c^* , то может быть вычислена и эффективная скорость c и расход массы \dot{m} . Как видно из (52), c^* определяется только свойствами рабочего вещества, и диаметром горловины. Характеристическая скорость, таким образом, не зависит от условий на выходе сопла и характеризует эффективность процесса генерации газа, или сжигания. Обычно величина c^* используется как характеристика рабочего вещества, несмотря на то что на её величину оказывает влияние и конструкция камеры сжигания. Используя физико-химические методы вычисления T_c , γ и M , входящих в уравнение (52), можно найти теоретическое значение c^* ; это значение приблизительно на 10% выше экспериментальных значений, вычисленных путём измерения $p_c f_t / \dot{m}$.

d) Другие рабочие параметры ракеты. Кроме трёх рассмотренных параметров c , C_F и c^* ; имеются ещё два, введённые в разделе 2, которые мы теперь имеем возможность выразить через посредство вновь введённых величин. Расход рабочего вещества ракетным двигателем определяется удельным расходом в килограммах в секунду на 1 кг тягового усилия:

$$\dot{w}_{sp} = \frac{\dot{m}g}{F} = \frac{g}{c} = \frac{g}{c^* C_F}. \quad (54)$$

Обратная величина от удельного расхода носит название **удельный импульс** или **индекс эффективности** и выражается в килограммах усилия, получаемых на 1 кг в секунду расхода рабочего вещества:

$$J_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} = \frac{c}{g} = \frac{c^* C_F}{g}. \quad (55)$$

В таблице I приводятся типичные значения и пределы вариации всех этих параметров. Эта таблица даёт представление о работе существующих типов ракет.

Таблица I
Сводка рабочих параметров ракеты

Параметр	Обозна- чение	Определе- ние	Единицы	Типичное значение	Пределы вариации
Удельный рас- ход рабочего вещества . . .	\dot{w}_{sp}	$\frac{\dot{w}}{F}$	сек^{-1}	0,0051	0,0036—0,0100
Эффективная скорость истечения . . .	c	$\frac{Fg}{\dot{w}}$	$\text{м}\cdot\text{сек}^{-1}$	1890	1000—2700
Удельный им- пульс . . .	J_{sp}	$\frac{Ft}{W} = \frac{c}{g_s}$	сек	196	100—360
Коэффициент сопла . . .	$C_F X$	$\frac{F}{p_c f_t}$	—	1,36	1,1—1,8
Характеристи- ческая ско- рость . . .	c^*	$\frac{p_c f_t g}{\dot{w}}$	$\text{м}\cdot\text{сек}^{-1}$	1389	900—1500

\dot{w} — расход горючего ($\text{кг}/\text{сек}$),
 F — сила тяги (кг),
 $g = 9,81$ ($\text{м}/\text{сек}^2$),
 W — общий вес рабочего вещества (кг),
 t — общая длительность существова-
ния тягового усилия (сек),
 p_c — давление в камере ($\text{кг}/\text{см}^2$),
 f_t — площадь горловины (см^2).

II. РАКЕТЫ С ТВЁРДЫМ РАБОЧИМ ВЕЩЕСТВОМ.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАКЕТ С ТВЁРДЫМ ВЕЩЕСТВОМ

11. Применение ракет с твёрдым веществом

Для лиц, которые во время войны непосредственно не имели дела с ракетами, с этим словом связывается представление о том, что на техническом языке называется артиллерийскими ракетами — иными словами, снарядами с ракетным принципом движения. Большинство артиллерийских ракет приводится в движение ракетными двигателями, использующими твёрдое рабочее вещество. Этот термин означает, что до зажигания рабочее вещество обладает свойствами твёрдого тела. Получившая широкую известность «Базука» представляет собой артиллерийскую ракету такого типа. Германская «Фау-2» также представляет собой артиллерийскую ракету, но с жидким рабочим веществом.

Военное применение ракет не является новостью. Однако в результате успешного развития артиллерийских орудий во второй половине XIX в. последние получили значительное преимущество перед ракетами как по дальности действия, так и по точности стрельбы. Возникает вопрос, чем вызваны значительные усилия по развитию артиллерийской ракеты во вторую мировую войну? Ответ заключается в том, что возникшие высокие требования относительно подвижности и огневой мощи и появление самолётов снова сделали ракетную артиллерию важным родом оружия.

Другой областью, привлекшей в последнее время серьёзное внимание, является применение ракеты на самолётах, в качестве либо добавочного, либо единственного средства продвижения. Ракеты с твёрдым рабочим веществом мало пригодны для последней цели, так как они дают значительное тяговое усилие лишь в течение короткого времени. Однако такие ракеты специальных типов были разработаны для облегчения взлёта тяжёлых и скоростных самолётов, которые требуют всё больших и больших взлётных площадок. Вспомогательные взлётные ракеты (обозначаемые JATO — jet assisted take-off) имеют особенное значение при операциях с авианосцами, где длина взлётных площадок по необходимости ограничена.

Ракетная артиллерея представляет несравненно более мобильное оружие, чем обычная. Устройства для запуска ракеты в основном сводятся к прицельному приспособлению; они не имеют устройства для направления пороховых газов, подобно орудийному стволу, и для поглощения большой отдачи. Соответственно этому устройство для запуска имеет примерно такой же вес, как и снаряды одного залпа. Это составляет резкий контраст, например, с 75-миллиметровой пушкой, при общем весе в 1170 кг, посылающей снаряд весом 6,3 кг. Несмотря на то что ракетная артиллерея всё ещё уступает

орудиям в дальности действия и в прицельности, благодаря большей мобильности она может быть выдвинута на значительно более передовые позиции, чем в значительной мере компенсируются указанные недостатки.

В настоящее время пехота впервые в состоянии возить с собой оружие «Базука», способное задержать продвижение танка на умеренной дистанции. Самолёт средней величины в состоянии вести заградительный огонь из 5-дюймовых ракет, эквивалентный бортовому залпу эсминца, и после выпуска ракет иметь такие же полёные качества, как самолёт того же типа, вовсе не оборудованный ракетной артиллерией. Между тем, проблема поглощения отдачи 5-дюймовой пушки и предохранения элементов конструкции самолёта весьма трудна, и снижение лётных качеств самолёта, несущего подобное вооружение, было бы весьма значительно. Отсюда ясно, какую важную роль играет ракетная артиллерия, как дополнительное оружие к обычной артиллерией в современной маневренной войне.

Основным свойством ракеты с твердым рабочим веществом по сравнению с жидкостной ракетой является большая простота в изготовлении и обращении. Это преимущество простоты приводит к тому, что если требуемая длительность полёта меньше примерно 30 секунд, то ракета с твёрдым веществом может при меньшем весе давать то же газовое усилие, как и жидкостная. Именно простота изготовления и обращения даёт определённые преимущества этому типу ракет в качестве вспомогательного двигателя при взлёте и во многих других случаях, когда требуется удобное в обращении устройство чисто вспомогательного назначения.

Преимущество простоты несколько ослабляется чувствительностью ракеты с твёрдым веществом к климатическим условиям, особенно к температуре окружающего воздуха — обстоятельство, обычно не существующее у жидкостных ракет. Другим недостатком является невозможность регулировки работы ракеты. Для артиллерийских ракет со временем полёта, не превышающим 1 секунду, регулировка тягового усилия во время полета не имеет значения. Для ЯАТО, время работы которых доходит до 30 секунд, было бы весьма желательно иметь средства регулировки, вплоть до возможности выключать и снова включать действие ракеты. Однако такие устройства неупотребительны, хотя устройство для выключения зажжённой ракеты может быть осуществлено достаточно просто, чтобы оказаться практичным. Регулировка же тягового усилия во время работы ракеты с твёрдым рабочим веществом практически невозможна.

Как мы видим, самой важной и ценной характеристикой ракеты с твердым рабочим веществом является простота. В условиях, когда требуется управление полётом ракеты, предпочтительнее жидкостный тип. При этом какие-либо «совершенствования» ракеты с твёрдым

веществом, приводящие к механическим усложнениям, обычно оказываются непрактическими. Как мы увидим, основным направлением дальнейшей разработки является отыскание лучших рабочих веществ и материалов для конструкции и (для артиллерийских ракет) увеличение точности стрельбы.

12. Принцип действия

Ракеты с твёрдым рабочим веществом состоят из твёрдого заряда, помещённого в камере сгорания, и из сопла, служащего для вытекания продуктов сгорания. Реакция, возникающая при этом вытекании, равна тяговому усилию ракеты. Рабочее вещество, так же как и в артиллерийских орудиях, не детонирует, а горит с определённой скоростью на своей поверхности, открытой действию горячих газов и пламени в камере сгорания. Расстояние r , на которое поверхность рабочего вещества отодвигается в нормальном к ней направлении, называется быстрой сгорания и выражается в см/сек. Эта величина зависит от давления в камере и возрастает вместе с последним; у большинства современных ракет при давлении около 120 кг/см² она составляет от 2,5 до 5 см/сек.

Так как тяговое усилие, согласно уравнению (1), равно произведению скорости вытекания v на расход массы, то для получения большего тягового усилия нужна большая поверхность горения, дающая большей поток истечения. Подобным же образом длительность существования тягового усилия определяется скоростью сгорания. Поскольку каждая камера сгорания может вместить определённое количество вещества, тяговое усилие может быть сделано очень значительным, но кратковременным, путём увеличения поверхности горения, и наоборот. Способы размещения заряда в камере сгорания бывают весьма разнообразны. Здесь мы ограничимся рассмотрением только двух крайних типов: ракет с ограниченной и неограниченной площадью горения, и относительно детально опишем простейший тип — ракету с ограниченным горением. Ниже, в разделе 20, мы качественно рассмотрим некоторые специальные вопросы, связанные с работой ракеты с неограниченной площадью горения. Схематическое изображение этих двух крайних типов приведено на рис. 8.

В ракете с ограниченной площадью горения заряду придана форма кругового цилиндра. Цилиндрические боковые поверхности и одна из торцевых предохранены от загорания соответствующим покрытием или оболочкой, и горение происходит только с одного конца. Этот тип ракет часто называют ракетами «сигаретного типа» или «с оконечным горением». Длительность тяги у этих ракет пропорциональна длине заряда и зависит также от давления в камере и от применяемого вещества. Сила тяги пропорциональна площади круговой поверхности горения и также зависит от давления в камере, рода вещества и совершенства конструкции ракеты.

В ракете с неограниченной площадью заряда часто придаётся форма пустотелого круглого цилиндра (трубчатый заряд). Этот заряд закреплён на конце, обращённом к соплу или к головке ра-

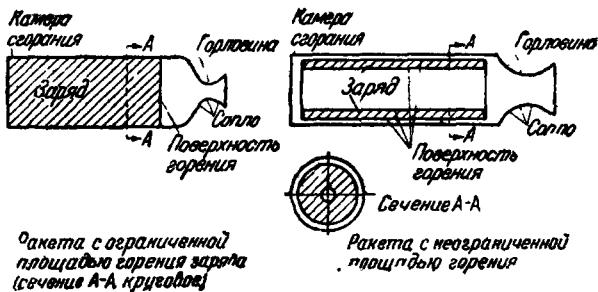


Рис. 8. Два типа ракет с твёрдым рабочим веществом

кеты, и имеет несколько центрирующих опор по своей длине, но на остальной поверхности не имеет покрытия. (Кольцевые торцы иногда защищаются от загорания посредством наложенных прокладок.) После зажигания заряда горение распространяется по всей поверхности, за исключением очень малой площади в точках закрепления. Тяговое усилие пропорционально общей площади горения и зависит от давления в камере, рода рабочего вещества и формы ракеты и заряда. Длительность пропорциональна толщине цилиндрических стенок и зависит от давления в камере, рода вещества, внутренней геометрии камеры сгорания и геометрии заряда.

Для ракеты любого типа давление в камере зависит от отношения площади горения заряда к площади сечения сопла в самой узкой части (горловине). Это отношение иногда называют «отношением площадей» K ракеты. Для ракет с неограниченной площадью горения давление значительно изменяется от одного конца заряда до другого и в заметной степени зависит от геометрии заряда и внутренней геометрии камеры.

Типичные кривые зависимости тяги от времени для обоих типов ракет приведены на рис. 9. Малая толщина и большая площадь го-

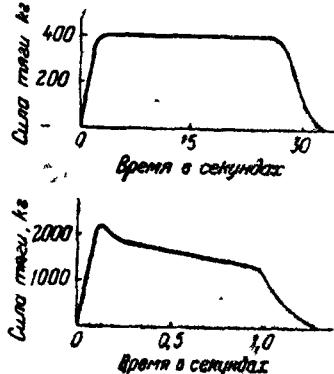


Рис. 9. Типичные кривые изменения тяги во времени для ракеты с ограниченной площадью горения (вверху) и с неограниченной площадью горения (внизу). Обратить внимание на «начальный пик» у последней

рения у ракет с неограниченной площадью способствуют развитию кратковременного, но большого тягового усилия; по таким же причинам для ракет с ограниченной плоцадью имеет место обратное.

13. Специальные характеристики

Для твёрдых рабочих веществ существует целый ряд характеристик, знание которых необходимо для оценки их поведения. Этими характеристиками в основном определяется применимость тех или иных из употребляемых в настоящее время составов. Такими характеристиками являются: 1) чувствительность к температуре, 2) температурные пределы, 3) предел зажигания, 4) предельное давление, 5) разложение при хранении.

Температурная чувствительность. При хранении ракет одного типа при неодинаковых температурах в последующем оказывается, что те, которые хранились при более высоких температурах, развивают более высокое давление в камере и большие тяговые усилия, чем хранившиеся при низкой. Длительность для высокотемпературной группы короче, так что полный импульс для обеих групп оказывается почти одинаковым. Отсюда можно заключить, что температура оказывает большое действие на быстроту протекания процесса во времени, но очень малое — на полную освобождённую энергию и на импульс. Температурная чувствительность α количественно определяется уравнением

$$\alpha = \frac{1}{p_c} \left(\frac{dp_c}{dT_p} \right)_k, \quad (56)$$

где p_c — давление в камере, а T_p — температура заряда перед воспламенением. Для баллистита в ракете с ограниченной плоцадью горения температурная чувствительность составляет $0,104$ (град. С) $^{-1}$; при неограниченной плоцади горения она много выше — $0,288$ (град. С) $^{-1}$. Разработанные в нашей лаборатории составы с асфальтом и перхлоратом калия *) и некоторые специальные составы, разработанные Исследовательским комитетом национальной обороны (NDRC), во времена войны, имеют температурную чувствительность всего лишь в $0,043$ (град. С) $^{-1}$. Температурная чувствительность баллистита настолько велика, что при использовании его в ракетах с неограниченной плоцадью горения представляющие опасность высокие давления, развивающиеся при температуре выше 49°C , и слабое сгорание при температуре ниже -18°C ограничивают применимость таких ракет указанными температурными пределами. Температурная чувствительность составов GALCIT и NDRC настолько мала, что таких загруднений не возникает. В случае неограниченной плоцади горения

*) Этот состав обычно обозначается GALCIT; название возникло из сокращения Gruggebahn Aeropautical Laboratory California Institute of Technology.

большая температурная чувствительность ракет оказывает вредное влияние на точность стрельбы ракетной артиллерии.

Температурные пределы. Специальное ограничение температурного интервала, в котором может применяться ракета, иногда появляется в связи с изменением механических свойств заряда. Некоторые сорта GALCIT при высокой температуре размягаются, и заряд меняет свою форму с образованием ненормально большой поверхности горения. В результате этого при зажигании ракеты развивается большое давление, могущее привести к разрыву ракеты.

При низких температурах некоторые сорта GALCIT делаются настолько хрупкими, что растрескиваются при зажигании. Открывающаяся при этом большая площадь горения может повлечь за собой мгновенный взрыв. Составы NDRC не имеют температурных пределов, связанных с изменением механических свойств заряда.

Предел зажигания. Исследуя ракеты, имеющие различный диаметр горловины сопла, а во всём прочем идентичные, можно построить график зависимости давления в камере от диаметра горловины (рис. 10). Как и следовало ожидать, оказывается, что давление падает с возрастанием диаметра. Однако когда диаметр горловины превосходит некоторый определённый предел, то давление в камере падает до цифр, гораздо более низких, чем те, которые можно было бы предсказать на основании экстраполяции по кривой, относящейся к более высоким давлениям. Давление, соответствующее этому критическому диаметру, носит название предела зажигания. У ракет с одинаковым и притом большим диаметром горловины давление в камере варьирует от ракеты к ракете случайным образом. Наконец, при очень широком сопле горение идёт уже не непрерывно, а происходит ряд неправильных вспышек с характерным прескающим шумом.

Таким образом рабочее вещество данного состава не может употребляться при произвольном давлении, и при конструировании ракет необходимо озабочиться, чтобы давление в камере превышало этот нижний предел, для того чтобы получался воспроизводимый результат у всех ракет одной серии. Если от ракет требуется малый вес, то существование этого предела представляет собой серьёзное неудобство, так как толщина стенок камеры прямо пропорциональна объёму последней и расчётному давлению в камере.

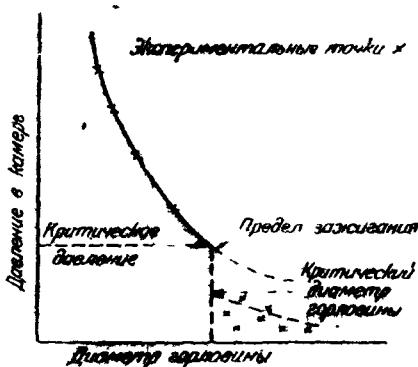


Рис. 10. Кривая, показывающая значение предела зажигания

Предел зажигания для баллистита составляет около $30 \text{ кг}/\text{см}^2$, для GALCIT — около $60 \text{ кг}/\text{см}^2$. Составы NDRC имеют предел, не превышающий $6 \text{ кг}/\text{см}^2$.

Предел зажигания для обычных нитроцеллюлозных порохов, употребляемых в артиллерийских орудиях, превышает $300 \text{ кг}/\text{см}^2$, в силу чего эти пороха для ракет непригодны. Употребляемый для последних баллистит состоит из примерно равных частей нитроцеллюлозы и нитроглицерина и представляет простое видоизменение одноименного с ним артиллерийского пороха.

Предельное давление. Некоторые составы безопасны в употреблении только ниже определенного критического давления, за пределами которого дают сильный взрыв, и результат действия ракеты не может быть предусмотрен. Растрескивающиеся составы с зернистой структурой особенно подвержены этому эффекту. Большинство обычно употребляемых составов имеет этот предел настолько высоким — выше $300 \text{ кг}/\text{см}^2$, — что с возможностью его превышения не приходится считаться.

Разложение при хранении. Двойные пороховые составы *) (баллистит и сходные с ним вещества) медленно разлагаются при продолжительном хранении. Это разложение является автокаталитическим. Для уничтожения этого процесса вводится добавка дифениламина, который нейтрализует каталитическое действие первых порций продуктов разложения. Не рекомендуется хранить баллистит продолжительное время в условиях высокой температуры.

Группа составов, разработанных NDRC, содержащая пикрат аммония и нитрат натрия, может размягчаться и терять механическую прочность под влиянием поглощения нитратом натрия влаги из атмосферы. Такие составы должны перевозиться в водонепроницаемой упаковке и при снаряжении защищаться от сырости. Составы GALCIT, повидимому, могут храниться неопределенно долго без всяких признаков химического разложения.

ТЕОРИЯ РАБОТЫ РАКЕТЫ С ТВЁРДЫМ ВЕЩЕСТВОМ

14 Формула для скорости сгорания

Идеальная ракета должна была бы иметь столообразную кривую зависимости тягового усилия от времени. После зажигания давление в камере быстро, но равномерно возрастает до значения, остающегося постоянным во все время сгорания заряда, после чего падает, когда оставшийся от сгорания газ высокого давления вытекает из камеры. Для одной и той же ракеты тяговое усилие и давление в каме-

*) Под термином «двойные составы» подразумеваются вещества, основными компонентами которых являются нитроцеллюлоза и нитроглицерин, в противоположность простым составам, основной частью которых является нитроцеллюлоза.

ре почти пропорциональны в широких пределах, так что можно говорить о «столообразной» кривой одинаково для давления и для тяги.

Нерегулярный и неправильный ход кривой давления во времени нежелателен не только из-за трудностей применения ракет с непостоянной по времени тягой, но и потому ещё, что прочность и вместе с тем вес стенок камеры определяются необходимостью противостоять максимальному давлению. Скорость истечения газов в ракете с твёрдым рабочим веществом сравнительно мало зависит от давления в камере, тогда как вес ракеты прямо пропорционален давлению, которое она должна выдерживать. Общий вес большинства современных ракет можно будет значительно уменьшить, когда появятся рабочие вещества с более низким пределом зажигания.

Мы теперь в весьма сжатой форме изложим теорию процесса горения в ракете. Мы ограничимся исключительно рассмотрением ракеты с ограниченной площадью горения, так как она проще по принципу; позднее (раздел 20) будут качественно изложены специальные проблемы, связанные с применением ракет с неограниченной площадью. В изложении мы будем следовать работе Кармана и Малина⁶.

Как мы уже указывали, практически можно сделать весьма мало в отношении регулировки ракеты с твёрдым рабочим веществом, после того как она была зажжена. Параметры, управляющие работой ракеты, должны быть выбраны при самом её конструировании. Приводим ниже формула для скорости горения чисто эмпирическим путём описывает факторы, влияющие на скорость сгорания последовательных слоёв заряда, параллельных поверхности горения. Были сделаны попытки получения теоретических формул для скорости сгорания, исходя из теплоты сгорания, теплоёмкости и других фундаментальных характеристик вещества. Горение твёрдого рабочего состава представляет очень сложный процесс, включающий реакцию в твёрдой фазе, реакцию в жидкой фазе, если таковая существует, и в газообразной фазе. У существующих твёрдых составов реакция даже в каждой отдельной фазе весьма сложна и протекает под большим давлением; кроме того, реакции во всех одновременно существующих фазах не являются взаимно независимыми. Потребовались годы эмпирических наблюдений, для того чтобы создать пригодную теоретическую модель для кинетики простейшего процесса сгорания смеси водорода и кислорода в газовой фазе под низким давлением. Можно поэтому ожидать, что теории сгорания твёрдых пороховых составов будут носить совершенно предварительный характер и содержать множество приближений. Хотя эти теории часто дают ценное представление о процессе горения, они носят недостаточно количественный характер, чтобы послужить удовлетворительной базой при исследованиях внутренней баллистики ракеты.

Специальными экспериментальными исследованиями было показано, что скорость сгорания твёрдого заряда является функцией давления в камере p_c , температуры T_p заряда до зажигания, скорости

и течения газа параллельно поверхности горения (этот фактор в ракетах с ограниченной площадью горения не всегда присутствует) и времени t , протекшего с момента зажигания. Таким образом

$$r = r(p_c, T_p, v, t). \quad (57)$$

Для ракет с ограниченным горением зависимость от v и t невелика, и мы будем пользоваться выражением

$$r = ap_c^n, \quad (58)$$

где a и n — экспериментальные константы, зависящие от рода рабочего вещества. Параметр a предполагается зависящим от температуры, в противоположность n , который от температуры не зависит. Значение n для обычно употребляемых составов колеблется от 0,4 до 0,8, а a имеет такой порядок величины, что r составляет 2,5 см/сек при давлении 120 кг/см².

15. Стабильность формы поверхности горения

Рассмотрим изображённую на рис. 11 схему ракеты с ограниченной площадью горения. Предположим, что поверхность горения, имеющая площадь f_c , не является плоской, как изображено на чертеже, а вследствие несовершенства изготовления заряда или неравномерного горения сделалась вогнутой или неправильной по форме. Спрашивается, будет ли эта поверхность в процессе горения выравниваться или, наоборот, делаться всё более и более искривлённой, приводя к увеличению площади горения и, в конечном счёте, к разрыву ракеты? Важ-



Рис. 11. Схема ракеты с ограниченной площадью горения, показывающая обозначения, принятые при изложении вопроса об устойчивости.

Рис. 12. Диаграммы, иллюстрирующие стабильность поверхности горения.

ность этого вопроса вытекает из того, что, как увидим ниже, увеличение площади горения на 10% влечёт за собой возрастание давления на 70%.

Если мы предположим, что поверхность горения перемещается параллельно самой себе, с одинаковой скоростью в каждой точке,

то, как показывают схемы рис. 12, неровности стремятся к выравниванию. Предположение, что скорость перемещения поверхности одинакова во всех точках, представляется правдоподобным по соображениям симметрии. Для ракет с ограниченной площадью горения скорость потока газа вдоль поверхности горения близка к нулю и давление почти равномерно, так что на основании (58) можно ожидать одинаковой скорости горения во всех точках. Ракеты с неограниченным горением рассматриваются в разделе 20. Общий вывод состоит в том, что поверхность горения стабильна, иначе говоря, стремится оставаться при горении плоской.

16. Основное дифференциальное уравнение

Теперь мы покажем, что в ракете с твёрдым рабочим веществом существует равновесное давление, в том смысле, что если площадь горения заряда сохраняет постоянство, то давление в камере также остаётся постоянным в течение всего периода горения. Предполагая, что площадь горения остаётся неизменной, мы можем написать следующее уравнение сохранения массы:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Масса, сгорающая} \\ \text{за единицу} \\ \text{времени,} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \text{увеличение массы} \\ \text{газа в камере} \\ \text{сгорания} \\ \text{за единицу времени} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{масса, вытекающая} \\ \text{через сопло за то} \\ \text{же время} \end{array} \right\},$$

или при помощи уравнения (39):

$$rf_c \rho_p = \frac{d}{dt} (\rho_c V_c) + \Gamma \sqrt{R_s T_c} f_t \rho_c. \quad (59)$$

Здесь

$$\Gamma = \sqrt{\gamma} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} = \frac{\Gamma'}{\sqrt{\gamma}}; \quad (60)$$

f_c — площадь горения, предполагаемая постоянной, ρ_c — плотность газа в камере сгорания, ρ_p — плотность твёрдого рабочего вещества, V_c — объём газа в камере сгорания, возрастающий по мере сгорания заряда, R_s — техническая газовая постоянная, равная универсальной газовой постоянной, делённой на средний молекулярный вес газа, приводящего ракету в движение, γ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объёме для газообразных продуктов сгорания, T_c — температура газа в камере сгорания, часто называемая «температурой пламени», t — время, прошедшее с начала горения. При выводе уравнений (59) и (60) предполагалось, что законы, относящиеся к идеальному газу, сохраняют силу по отношению к продуктам сгорания и что ρ_c превосходит критическое давление для сопла, выпускающего газ.

Если теперь горение в ракете происходит при постоянном давлении, то температура T_c сохраняет постоянное значение, даваемое уравнением

$$c_p T_c = H_p, \quad (61)$$

где c_p — средняя теплоёмкость для газа при постоянном давлении и H_p — теплота сгорания рабочего вещества при постоянном давлении. Мы пренебрегаем влиянием на T_c первоначальной температуры заряда. Для баллистита T_c — около 2760°C , а для других составов колеблется от 1600 до 2200°C . Довольно сложный расчёт показывает, что через 10 миллисекунд после зажигания T_c уже не больше чем на 5% отличается от величины, даваемой уравнением (61), и не отклоняется от неё больше чем на несколько процентов при больших колебаниях давления. Ввиду этого мы можем предположить T_c постоянной во времени. При этом предположении имеем:

$$\frac{d}{dt} (R_s T_c \rho_c V_c) = R_s T_c \frac{d}{dt} (\rho_c V_c). \quad (62)$$

Умножаем уравнение (59) на $R_s T_c$, учитываем уравнение состояния

$$p_c = R_s \rho_c T_c, \quad (63)$$

определяем постоянную для данного рабочего вещества величину p_p :

$$p_p = p_c R_s T_c, \quad (64)$$

и получаем окончательно уравнение

$$r f_c p_p = \frac{d}{dt} (p_c V_c) + \Gamma \sqrt{R_s T_c} f_t p_c, \quad (65)$$

совпадающее с уравнением (59) с тем отличием, что плотности заменены давлениями.

Постоянная p_p , определяемая уравнением (64), имеет размерность давления, и так как плотность твёрдого заряда много больше, чем плотность газа в камере сгорания, то величина p_p имеет численное значение от 6000 до 12 000 кг/см². Высокие значения p_p указывают на большой удельный импульс данного рабочего вещества и, в известной степени, p_p характеризует качество этого вещества.

Для геометрии, изображённой на рис. 11, и предположенного постоянства f_c мы получаем:

$$\frac{d}{dt} (p_c V_c) = V_c \frac{dp_c}{dt} + p_c \frac{dV_c}{dt} = V_c \frac{dp_c}{dt} + p_c r f_c. \quad (66)$$

Мы теперь можем написать уравнение (65) в форме

$$\frac{dp_c}{dt} = \frac{1}{V_c} \left[r(p_p - p_c) - \Gamma \sqrt{R_s T_c} \frac{f_t}{f_c} p_c \right]. \quad (67)$$

Кроме того, V_c подчинено уравнению

$$V_c = V_c^0 + f_c \int_0^t r dt, \quad (68)$$

где V_c^0 — «свободный объём» камеры сгорания, остающийся незанятым

при помещении в неё заряда. Если известно r как функция p_c , то уравнения (67) и (68) могут быть разрешены совместно численными методами, что даёт закон изменения давления в камере сгорания во времени.

17. Устойчивость давления в камере

Мы замечаем, что если скобка в правой части уравнения (67) равна нулю, то давление в камере не изменяется со временем. Назовём соответствующее значение давления в камере p_s . Так как $\frac{1}{V_c}$ всегда положительно, то алгебраический знак $\frac{dp_s}{dt}$ таков же, как и у скобки в правой части.

Обозначим два члена, входящие в эту скобку, следующим образом:

$$m_i(p_c) = r(p_p - p_c) = (p_p - p_c) \alpha p_c^n, \quad (69)$$

$$m_0(p_c) = \Gamma V R_s T_c \frac{f_t}{f_c} p_r. \quad (70)$$

В большинстве случаев механическая прочность ракет не допускает давлений в камере, превышающих 600 кг/см^2 ; припоминая порядок величины p_p , мы видим, что (69) можно переписать в виде:

$$m_i(p_c) = p_p \alpha p_c^n. \quad (71)$$

Уравнение (67) показывает нам, что если m_i превышает m_0 , то p_c возрастает, в противном же случае p_c убывает. На рис. 13 m_i и m_0

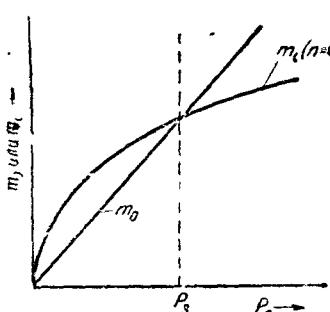


Рис. 13. Кривая устойчивости давления в камере для $n = 0,76$.

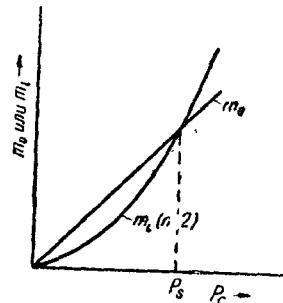


Рис. 14. Кривая устойчивости давления в камере для $n = 2$.

нанесены в функции p_c для рабочего вещества, имеющего $n = 0,76$, что представляет собой обычную цифру. На рис. же 14 в виде примера нанесены эти кривые для $n = 2$.

На рис. 13 мы видим, что если давление в камере превышает p_s на небольшую величину, то m_0 превосходит m_i и $\frac{dp_c}{dt}$ делается отрицательным, и давление возвращается к значению p_s . Подобным же

образом, если p_c падает ниже p_s , то m_i делается больше m_0 , и давление снова возрастает до p_s . Таким образом давление в камере устойчиво относительно малых отклонений.

С другой стороны, из рис. 14 мы видим, что если p_c превосходит p_s , то m_i превосходит m_0 , $\frac{dp_c}{dt}$ положительно, и давление продолжает увеличиваться. Наоборот, если p_c падает ниже p_s , то давление стремится упасть до нуля. Таким образом при $n = 2 p_s$ представляет точку неустойчивого равновесия.

Эти различные случаи имеют место для всех значений $\frac{f_c}{f_t}$ в уравнении (70), так как изменение этого отношения даёт семейство прямых линий, проходящих через начало координат. Элементарный расчёт показывает, что при $n > 1$ кривая m_i выпукла по направлению к оси p_c , а при $n < 1$ — вогнута в направлении той же оси. Ввиду этого наш вывод имеет общий характер, и мы можем заключить, что давление в камере является устойчивым, если показатель n в формуле скорости горения меньше 1,0, и неустойчивым, если n больше 1,0. Если в теории учесть точное значение $p_p - p_c$, которое было нами заменено на p_p , то окажется, что и граничный случай $n = 1,0$ также является устойчивым. На практике, однако, ракеты с рабочим веществом, для которого экспонента n превосходит 0,85, оказываются столь чувствительными к малым отклонениям в способе фабрикации, что делаются ненадёжными и опасными в обращении.

18. Равновесное давление в камере

Если мы предположим, что n меньше 0,85, то, как мы знаем, существует устойчивое давление в камере p_s (которое мы впредь будем обозначать p_c для приведения в соответствие со стандартным обозначением*). Это устойчивое давление находится, если в уравнении (67) положить $\frac{dp_c}{dt} = 0$, что даёт для устойчивого давления уравнение

$$\frac{f_c}{f_t} = \frac{\Gamma \sqrt{R_s T_c}}{r(p_p - p_c)} p_c = \frac{\Gamma \sqrt{R_s T_c}}{a(p_p - p_c)} p_c^{1-n}. \quad (72)$$

Типичная кривая, рисующая изменение давления в камере в зависимости от отношения площадей $\frac{f_c}{f_t}$, обозначаемого иногда K , изо-

*.) Мы не сказали ничего относительно быстроты, с которой происходит восстановление равновесного давления после происшедшего отклонения. Простое приближённое решение уравнения (67) в предположении постоян-

ства V_c дает $\Delta p_c(t) = \Delta p_c \exp \left[-\frac{\left(\frac{p_p}{p_c} \right) \cdot Kt}{V_c} \right]$, где Δp_c — начальное отклонение, а K — постоянная порядка 0,5 см/сек. Время восстановления порядка 0,2 секунды.

брожена на рис. 15 вместе с кривой скорости сгорания. Как можно было предвидеть, более высокие давления получаются при увеличении отношения площадей, т. е. при малом отверстии сопла.

У более старых рабочих составов предел зажигания расположен так, что характеризующая ракету точка падает на очень крутую часть кривой отношения площадей. Приближённое решение уравнения (72), выражающее p_c через $\frac{f_c}{f_t}$, показывает,

что p_c изменяется как $(\frac{f_c}{f_t})^{\frac{1}{1-n}}$ и при $n=0,8$ получается весьма крутое возрастание по закону пятой степени. Это иллюстрирует тонкую балансировку между количеством газа, развивающимся в ракете в результате горения, и истечением газа через сопло. Как легко понять, здесь имеет место динамическое равновесие, зависящее от последовательного хода горения. Малые изменения свойств вещества могут оказывать большое влияние на скорость горения и вместе с тем не оказывать заметного действия на температуру горения, удельный вес и другие свойства, употребляемые для контроля продукции при изготовлении обычных порохов. Вследствие этого для контроля продукции при изготовлении ракетных составов требуются специальные методы испытания.

Предполагая отношение $\frac{f_c}{f_t}$ постоянным и пренебрегая p_c по сравнению с p_p , проинтегрируем уравнение (72) по температуре заряда T_p (напоминаем, что a предполагается зависящим от T_p). При этом получим:

$$\frac{1}{p_c} \left(\frac{dp_c}{dT_p} \right)_k = \frac{1}{1-n} \frac{1}{a} \frac{da}{dT_p}. \quad (73)$$

Здесь снова появляется фактор $\frac{1}{1-n}$. В самом деле, можно было бы считать величину $\frac{1}{a} \frac{da}{dT_p}$ за меру температурной чувствительности рабочего вещества, но в снаряженной ракете при n , например, равном 0,8, этот эффект оказывается увеличенным в пятеро. Некоторые удач-

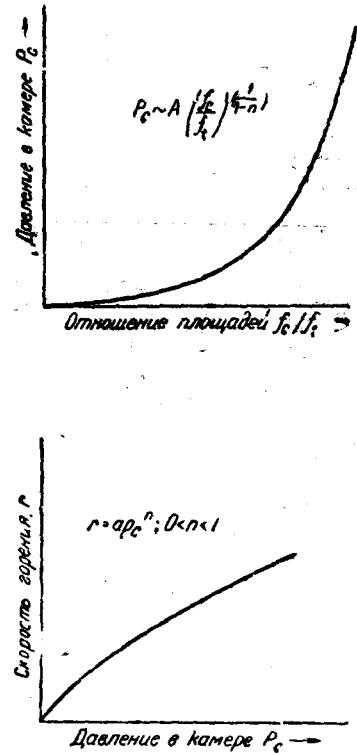


Рис. 15. Кривые равновесного давления в функции отношения площадей и скорости горения в функции давления.

ные химические модификации твёрдых составов, известные в настоящее время, снижают величину n с 0,76 до 0,45.

Таким образом удовлетворительно работающий в ракетах твёрдый состав должен иметь экспоненту в формуле скорости горения, лежащую между 0 и 0,85, и стабильную поверхность горения.

19. Конструирование ракет с ограниченной площадью горения

Дадим краткое описание процесса проектирования ракеты, которое может дать известное интуитивное представление о ракете с твёрдым рабочим веществом. Проектировщик задаётся требуемой силой тяги и длительностью t_b , так называемой «длительностью горения». Он

затем выбирает подходящий рабочий состав, для которого располагает экспериментальной кривой скорости горения, а также экспериментальной кривой зависимости давления от отношения площадей, подобной изображённой на рис. 15 *). Зная предел зажигания для рабочего вещества, конструктор выбирает давление, слегка превышающее этот предел. Желательно, чтобы давление было возможно низким, так как это ведёт к уменьшению веса и

Рис. 16. Типичная ракета с твёрдым рабочим веществом (JATO), имеющая тяговое усилие 90 кг и длительность 8 секунд, предназначенная для ускорения взлёта самолётов. Видны сопло, зажигательное устройство и предохранительный диск.

повышению безопасности. Из экспериментальных данных получается удельный импульс $J_{sp}(p_c)$ рабочего вещества для выбранного давления.

Вес требуемого рабочего вещества тогда равен.

$$W_p = \frac{Ft_b}{J_{sp}}. \quad (74)$$

Из экспериментальной кривой скорости горения (рис. 15) проектировщик получает величину $r(p_c)$, откуда узнаёт длину заряда l_p :

$$l_p = r t_b. \quad (75)$$

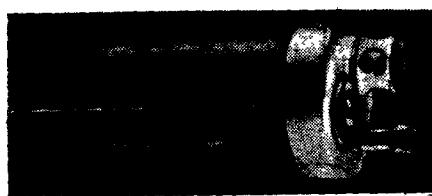
Зная плотность рабочего состава ρ_p , он вычисляет торцовую площадь f_c и диаметр d_c заряда из уравнений

$$l_p f_c \rho_p = W_p \quad (76)$$

и

$$\frac{\pi d_c^2}{4} = f_c. \quad (77)$$

*). Хотя изложенная упрощённая теория правильно предсказывает общий характер кривой для отношения площадей, она вся основывается на гипотезе идеального газа, в частности, для истечения газа из сопла. В силу этого остаётся необходимость в использовании экспериментальной кривой.



Из расчётного давления p_c проектировщику известно отношение площадей K , необходимое для создания такого давления (рис. 15). Тогда

$$f_t = \frac{f_c}{K} \quad (78)$$

и

$$\frac{\pi d_t^2}{4} = f_t. \quad (79)$$

После этого задача сводится к проектированию формы сопла, о чём говорилось в разделах 8 и 9, и затем к конструированию металлических частей. Специальные проблемы возникают в связи с высокой температурой продуктов сгорания, но мы здесь не можем этим заниматься. Типичная вспомогательная ракета для взлёта изображена на рис. 16.

20. Специальные вопросы, относящиеся к ракетам с неограниченной площадью горения

В ракетах с неограниченной площадью горения последнее происходит по всей поверхности заряда, поэтому поток отходящих газов должен протекать вдоль горящей поверхности. Очевидно, давление в камере при этом изменяется по длине заряда и имеет наивысшее значение на переднем конце и наименьшее на заднем, прилегающем к соплу, конце заряда. Средняя скорость газового потока, параллельная заряду, равна нулю на переднем конце и возрастает по направлению к соплу. Это изображено на диаграмме рис. 17. Кроме того, по мере выгорания заряда среднее давление в камере падает, так как освобождается большее пространство для вытекания газов мимо заряда. Таким образом мы имеем дело с нестационарной задачей.

В хорошо спроектированной ракете скорость сгорания почти одинакова во всех точках заряда, так как хотя большее давление увеличивает скорость горения на переднем конце заряда, но увеличенная скорость течения газа на заднем конце также ускоряет горение, почти компенсируя влияние давления. Очевидно, правильное

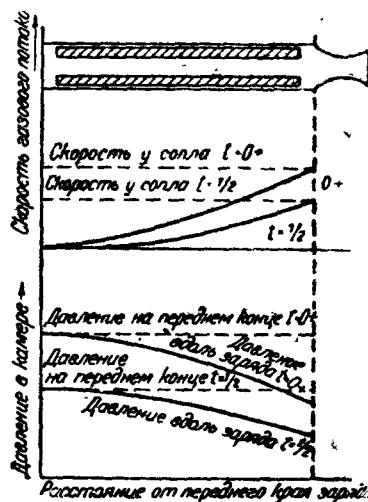


Рис. 17. Распределение скорости и давления в ракете с неограниченной площадью горения вскоре после вылета и после сгорания половины заряда.

проектирование такой ракеты представляет трудную задачу. Необходимость правильного проектирования связана с тем, что неравномерное горение заряда ведёт к его разламыванию и возможности распада его на отдельные несгоревшие осколки и неполному развитию ракетой её проектного импульса. Даже хорошие ракеты теряют таким образом до 5% своего заряда.

Артиллерийские ракеты дальнего действия должны иметь малый диаметр для уменьшения тормозящего действия. Но при помещении заряда в узкую длинную трубку затрудняется отток развивающихся газов из-за узости наружного и осевого каналов — эффект «заглушения» заряда. Если дело доходит до того, что поток газа достигает где-либо на поверхности заряда звуковой скорости, то ракета почти наверное будет плохо функционировать, если не разорвётся. Таким образом требования внешней и внутренней баллистики оказываются диаметрально противоположными.

Наконец, так как вес оболочки пропорционален объёму камеры и расчётному давлению в ней, желательно возможно более полное заполнение камеры сгорания зарядом. Эффект заглушения, появляющийся при помещении слишком большого количества заряда, ограничивает объёмный коэффициент использования (отношение объёма рабочего вещества к полному объёму) величиной, несколько меньшей 75%.

Эффект температурной чувствительности сильно увеличивается благодаря геометрии ракеты с неограниченной площадью горения, и хотя хорошо продуманная геометрическая форма заряда может уменьшить этот эффект, всё же ракета с ограниченной площадью горения вообще имеет меньшую температурную чувствительность, чем ракета с неограниченной площадью при том же рабочем веществе.

В общем итоге, основными проблемами проектирования ракет с твёрдым рабочим веществом всех типов являются, прежде всего, более глубокое понимание механизма горения, которое позволило бы контролировать быстроту сгорания, затем улучшение геометрических форм ракеты и уменьшение температурной чувствительности.

21. Химия твёрдых рабочих составов

Твёрдые рабочие составы можно грубо подразделить на два класса: 1) однородные, 2) сложные. Наиболее важными однородными составами являются баллиститы, состоящие из примерно одинакового количества нитроцеллюлозы и нитроглицерина. В число сложных составов входят два типа составов, разработанных NDRC. Один из них представляет собой баллистит со значительной добавкой неорганических солей для уменьшения температурной чувствительности; другой, существующий во многих модификациях, представляет порошкообразную смесь пикрата аммония и нитрата натрия, сплавленную под высоким давлением с добавлением 10% искусственных смол.

в качестве связывающего вещества. Первоначальный состав GALCIT состоял из 75% порошкообразного перхлората калия (окислитель), смешанного с 25% асфальта (горючее). Эти материалы смешиваются и заливаются в камеру сгорания в горячем состоянии, а затем охлаждаются до твёрдого состояния, напоминающего асфальтовые дорожные покрытия. Общие характеристики твёрдых ракетных составов приводятся в таблице II.

Таблица II
Общие характеристики твёрдых ракетных составов

Состав	Температура пламени (°C)	Скорость вытекания (м/сек)	Удельный импульс (сек)	Быстрота горения при давлении до 90 кг/см ² (в см/сек)	Температурная чувствительность	Плотность кг/л
Баллистит	2800	2100	200	1,75	высокая	1,61
NDRC *)	1700—2200	1650	180	0,5—2,5	низкая	1,85
GALCIT *)	1700—2200	1650	180	3,5	.	1,85

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Millikan, Roller and Watson, Mechanics, molecular physics, heat and sound (Ginn, 1937), p. 264.
2. Roberts, Heat and thermodynamics (Blackie, 1910, ed. 3), p. 293.
3. O'Brien and Hickox, Applied fluid mechanics (Mc Grow-Hill, 1937), p. 43.
4. O. Reynolds, Phil. Mag. (5), 21, 185 (1886).
5. Durand, Aerodynamical theory, Springer, Berlin, 1934—1936, vol. III, pp. 213—222.
6. Th. v. Karman and F. Malina, Неопубликованный отчёт 1940 г.

*) Большие количества выделяемого дыма представляют в некоторых случаях неудобство.