

Н. А. РЫНИН
МЕЖПЛАНЕТНЫЕ СООБЩЕНИЯ

РАКЕТЫ И ДВИГАТЕЛИ ПРЯМОЙ РЕАКЦИИ

(ИСТОРИЯ, ТЕОРИЯ И ТЕХНИКА)

ЛЕНИНГРАД
1929

ГЛАВА V.

Работы Д. П. Рябушинского.

а) Предисловие.

Д. П. Рябушинский (черт. 142) работает в области различных вопросов гидро и аэромеханики, авиации и воздухоплавания с 1904 года, когда им был основан Аэродинамический Институт в Кучино, близ г. Москвы. С 1906 по 1914 г. им было выпущено пять выпусков (бюллетеней) трудов этого Института, в котором большинство работ принадлежит ему самому. Выпуск 6-й появился уже за границей (Париж—1920 г.). В этом выпуске Д. Рябушинский поместил оригинальную статью по теории ракет и описывает свои опыты над ракетами и реактивными пушками, произведенные в 1916 году в Кучино, но не опубликованные до сего времени. В виду интереса представляемого этой статьей, мы помещаем ниже ее полный перевод.



Черт. 142
Д. П. Рябушинский.

б) Теория ракет.

Статья Д. П. Рябушинского, помещенная в выпуске 6-м трудов Аэродинамического Института в Кучино.

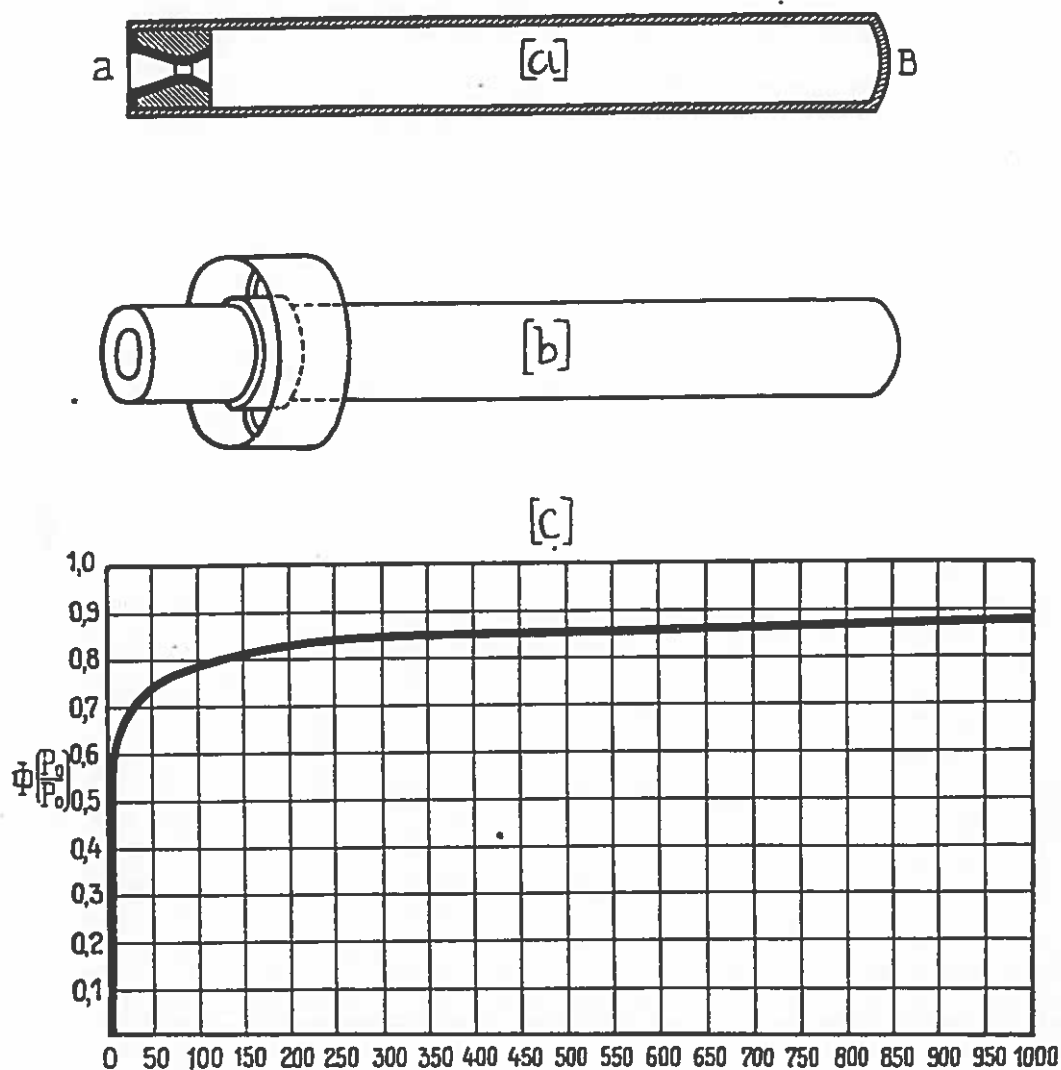
1. Пневматическая ракета генерала Поморцева.

Пневматическая ракета генерала Поморцева состоит из стальной трубы (черт. 143а), один конец которой (В) закрыт, а другой (а) имеет сопло (поверхность сходящуюся и расходящуюся). Отверстие (а) закрыто пробкой, которая при помощи остроумного приспособления может быть открыта в любой момент. При опытах, произведенных в Институте, воздух в этой ракете сжимался до 100—125 атмосфер, и в нее вводили бензин или эфир, чтобы образовать взрывчатую смесь, или помещали в нее порох. Для метания этих ракет Поморцев снабжал их своими известными стабилизаторами (черт. 143б и 19d) и пользовался станком, который он применял при опытах с обыкновенными ракетами.

Поморцев не мог закончить своих опытов; он скончался в июне 1916 г. от болезни сердца, которой он давно страдал. Он был одним из известных пионеров воздухоплавания в России, автором многочисленных работ по авиации и метеорологии и обладал возвышенной душой, сохранив до самой смерти в своих научных изысканиях юношеский энтузиазм.

По желанию Поморцева я продолжал его изыскания после его смерти. Настоящая работа и является результатом моих работ. Я применяю к расчету ракеты Поморцева известную теорию истечения сжимаемой жидкости из сосуда, при чем давление в нем уменьшается по мере истечения газа.

Опыты в общем подтверждают эту теорию. К сожалению я не могу опубликовать результаты опытов (оставшиеся в Кучино).



Черт. 143. Ракеты Поморцева.

2. Изменение давления в ракете в функции времени.

Обозначим через P начальный вес воздуха, сжатого в ракете, через q — вес воздуха, вытекающего через ее отверстие в единицу времени в момент t . Полагая процесс по адиабате, можем написать:

$$\frac{P - \int_0^t q dt}{P} = \frac{p_t}{p_0} = \left(\frac{P_t}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (1)$$

где S_t и p_t плотность и давление внутри ракеты в момент t , и S_0 и p_0 те же величины в начальный момент $t=0$, когда открывается отверстие ракеты.

Обозначим через S_m —площадь минимального отверстия у выхода из ракеты; u_m и ρ_m —соответствующие ей скорость и плотность, и g —ускорение силы тяжести, тогда имеем:

$$q = S_m u_m \rho_m g. \quad (2)$$

Согласно теории истечения газов, когда отношение давления p_t к внешнему давлению p_a удовлетворяет неравенству

$$\frac{p_t}{p_a} > \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1,9. \quad (3)$$

имеем:

$$p_m = p_t \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (4)$$

$$\rho_m = \rho_t \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (5)$$

$$u_m = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_m = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{p_t}{\rho_t} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

поэтому

$$q = S_m g \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}} p_t \rho_t} = B \rho_t^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}}, \quad (7)$$

где

$$B = S_m g \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \rho_0 p_0^{-\frac{1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Подставляя (7) в (1), получаем:

$$P = \int_0^t B \rho_t^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} dt = P \left(\frac{p_t}{p_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}},$$

откуда, взяв производную имеем:

$$- \frac{1}{\gamma} B p_0^{\frac{1}{\gamma}} dt = p_t^{\frac{1-3\gamma}{2\gamma}} dp_t. \quad (9)$$

Интегрируя выражение (9) и имея в виду, что для $t=0$ и $p_t=p_0$ получим:

$$p_t = p_0 \left[1 - \frac{1-\gamma}{2} \frac{B}{p_0} p_0^{\frac{1-\gamma}{2\gamma}} t \right]^{\frac{2\gamma}{1-\gamma}}. \quad (10)$$

Заменяя в этой формуле B его значением (8) и полагая

$$P = S l \rho_0 g, \quad (11)$$

где S — есть площадь нормального сечения ракеты, l — ее длина, можно написать:

$$p_t = \frac{p_0}{(1 + At)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} \quad (12)$$

где, для упрощения, положено:

$$A = \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{S_m}{S \cdot l} \left(\frac{p_0}{p_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

Обозначая через t промежуток времени, в течение которого давление внутри ракеты сравнивается с давлением p_a вне нее, можно написать:

$$t = \frac{1}{A} \left[\left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right] \quad (14)$$

Исключая A из формул (12) и (14), получим:

$$\rho_t = \frac{p_0}{\left\{ 1 + \left[\left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right] \frac{t}{t} \right\}^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} \quad (15)$$

Формулы (14) и 15) выведены в предположении, что расход постоянно определяется выражением (7). В действительности, когда давление p_t перестанет удовлетворять условию (3), т. е. когда

$$p_t < 1,9 p_a \quad (16)$$

закон истечения будет иной. Однако, принимая во внимание, что давления, определяемые неравенством (16), сравнительно малы, можно этим обстоятельством пренебречь, так как оно весьма мало влияет на полный импульс, сообщенный ракете, каковой нас в этой работе главным образом и интересует.

При получении этих формул мы должны сделать следующие гипотезы.

1°. В сопле член $\frac{\partial u}{\partial t}$ уравнения Эйлера достаточно мал по сравнению с членами $u \frac{\partial u}{\partial x}$ и $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$, чтобы его можно было исключить.

2°. Скорости внутри ракеты весьма малы по сравнению с таковыми же в сопле; поэтому первые считаются, как нулевые.

3°. Давление внутри ракеты в данный момент всюду одинаково.

3. Изменение реакции в функции времени.

Для определения реакции ракеты, следует умножить массу $\frac{q}{g}$, вытекающую через ее отверстие в секунду, на скорость u_a , соответствующую разности давления $p_t - p_a$.

Эта скорость определяется по формуле Сен-Венана:

$$u_a = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_t}{\rho_t} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_t} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}.$$

Поэтому:

$$R = \frac{1}{g} \cdot qu_u = 2S_m p_t \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_t}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right]}$$

или, принимая во внимание (12)

$$R = \frac{2S_m p_0 \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} (1 + At)^2\right]}}{(1 + At)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (17)$$

Полагая в этой формуле $t = 0$, получим начальную реакцию:

$$R_{\max} = 2S_m p_0 \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right]} \quad (18)$$

4. Доказательство теоремы, что импульс, сообщенный ракете, не зависит от площади сечения S_m сопла.

Принимая во внимание формулу (7), получаем выражение для импульса, сообщенного ракете расширением газа:

$$I = \int_0^t R dt = \int_0^t 2S_m p_0 \frac{\sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} (1 + At)^2\right]}}{(1 + At)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}} dt \quad (19)$$

Докажем, что I не зависит от величины площади S_m сечения сопла.

Выражения (13) и (15) позволяют написать:

$$A = a S_m,$$

$$t = \frac{b}{S_m},$$

где a и b не зависят от S_m .

Введем новую переменную $t_1 = S_m \cdot t$ и преобразуем выражение (19) в следующее:

$$I = \int_0^b \frac{2 p_0 \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} (1 + at_1)^2\right]}}{(1 + at_1)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}} dt.$$

Вторая часть этого выражения не зависит от S_m , а следовательно и I от S_m не зависит, что и требовалось доказать.

5. Определение импульса, сообщенного ракете.

Введем новую переменную

$$\eta = \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} (1 - At) \quad (20)$$

и преобразуем выражение (19) в следующее:

$$I = \int_{\left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}^1 \frac{2p_a S_m \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2-1} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}}}}{\left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} A} \frac{V \sqrt{1-\eta^2}}{\eta^{\frac{2}{\gamma-1}}} d\eta \quad (21)$$

Если $\gamma = 1,4$ то этот интеграл можно выразить в элементарном виде

так как тогда $\left(\frac{\frac{2\gamma}{\gamma-1} + 1}{2} \right)_{\gamma=1,4}$ — целое число.

Принимая обозначения:

$$N = \frac{2p_a S_m \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{\gamma}{1}}{(\gamma^2-1)^2} \quad (22)$$

$$\xi = \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad (23)$$

и полагая $\eta = 1,4$, можем написать:

$$I = \int_{\xi}^1 N \frac{V \sqrt{1-\eta^2}}{\eta^{\frac{2}{\gamma-1}}} d\eta \quad (24)$$

и полагая:

$$1 - \eta^2 = u^2 \quad (25)$$

интегрируем:

$$\begin{aligned} I &= \int_{\xi}^1 N \frac{u^2}{(1-u^2)^{\frac{2}{\gamma-1}}} du = \\ &= \int_{\xi}^1 \frac{N}{32} \left\{ \frac{2}{(u-1)^4} - \frac{1}{(u-1)^2} + \frac{2}{(u+1)^4} - \frac{1}{(u+1)^2} + \frac{1}{u-1} + \frac{1}{u+1} \right\} du = \\ &= \frac{N}{96} \left\{ \frac{3u^3 - 8u^3 - 3u}{(u^2-1)^3} + 3 \log \frac{1-u}{1+u} \right\} = \\ &= \frac{1}{3} Sl \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)^3} p_a p_0} \left\{ V \sqrt{1-\xi^2} \left(1 - \frac{1}{4} \xi^2 - \frac{3}{8} \xi^4 \right) + \frac{3}{16} \xi^6 \log \frac{1-V \sqrt{1-\xi^2}}{1+V \sqrt{1-\xi^2}} \right\} \end{aligned}$$

Представим это выражение еще в следующей форме:

$$I = \frac{S l}{3} \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)^3 p_0 \rho_0}} \Phi\left(\frac{p_0}{p_a}\right), \quad (26)$$

где

$$\Phi\left(\frac{p_0}{p_a}\right) = \sqrt{1 - \xi^2} \left(1 - \frac{1}{4} \xi^2 - \frac{3}{8} \xi^4\right) + \frac{3}{16} \xi^6 \log \frac{1 - \sqrt{1 - \xi^2}}{1 + \sqrt{1 - \xi^2}} \quad (27)$$

где ξ выражается формулой (23).

Вид функции (27) изображен на чертеже (143с).

6. Экспериментальная проверка полученных формул.

Для определения импульса опытным путем, я подвешивал ракеты к баллистическому маятнику, отмечал отклонения его, измеряя дальность полета ракеты в свободном полете и получал некоторые кривые давлений при помощи динамометра.

Баллистический маятник не вполне отвечал моим исследованиям, так как импульс, сообщаемый истечением газов из ракеты, не мгновенен; маятник уже отклоняется на значительный угол, а газ еще продолжает истекать.

Это обстоятельство значительно усложняет подсчеты, которые необходимо произвести для определения импульса I .

Чтобы ослабить это неудобство, я предпринял в Институте постройку большого баллистического колеса, 4 м диаметром. Это колесо состояло из рычага, расположенного симметрично относительно оси, вокруг которой он мог вращаться. Ракета прикреплялась к одному (или к обоим) концу этого рычага.

Ось при помощи шариковых подшипников опиралась на две массивные колонны, установленные на кирпичном фундаменте.

Момент инерции этого колеса был настолько велик, что можно было пренебрегать его изменением, обязанным истечению газа.

Скорость и угловое ускорение баллистического колеса могли измеряться хронографом. Таким образом имелись все необходимые элементы для определения реакции и импульса ракет ¹⁾.

Я сожалею, что не имел возможности окончить постройку этого аппарата и применить его к изучению ракет ²⁾.

Три первых метода, упомянутых в начале этого параграфа, дают удовлетворительное подтверждение изложенной выше теории.

7. Влияние дополнительного взрыва.

Рассмотрим теперь случай, как это делает Поморцев, когда в ракете помещается бензин или эфир, которые образуют с сжатым воздухом взрывчатую смесь, или порох, или какое-нибудь иное взрывчатое вещество.

¹⁾ Я уже применял аналогичный метод (измерение условных ускорений) для определения пары, производящей самовращение симметричных поверхностей, и получал результаты, соответствующие теории, несмотря на малую величину самих сил.

Я пробовал в последнее время применить этот метод в лаборатории для изучения ветренных мельниц в Аскове (Дания) к большой мельнице профессора Поль-ля-Кура, но момент инерции этой мельницы был настолько мал по сравнению с парой давления ветра на ее крылья, что малейшие изменения ветра производили в ходе мельницы такие аномалии, которые чрезвычайно усложняли вопрос.

²⁾ Было бы интересно изучить работу двигателей с прямой реакцией, работающих автоматически, подобно бензиновому двигателю.

Для определения импульса I в этом случае, нужно применить формулу (11), или, если приблизительно $\gamma = 1,4$, формулу (26).

Последнюю можно изобразить в виде:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)^3}} p_0 v_0 \frac{P}{g} \Phi\left(\frac{p_0}{p_a}\right). \quad (28)$$

Легко вычислить v_0 и, если известна реакция взрыва, то и абсолютную температуру T и давление p_0 . Я считаю, что можно с удобством заменить сжатый воздух порохом. Тогда конструкция ракеты значительно упрощается, так как достаточно положить внутрь ее некоторое количество пороха и плотно закрыть отверстие.

8. Определение дальности полета ракеты.

Обозначим через M —массу ракеты, через m —массу газа, которую она содержит в момент t , и через w —скорость полета ракеты.

Тогда можно написать:

$$(M + m) \frac{dw}{dt} = R,$$

откуда

$$Mw = \int_0^t \frac{Rdt}{1 + \frac{m}{M}} \quad (29)$$

Принимая во внимание формулы (1) и (12), находим:

$$m = \frac{1}{g} \left(P - \int_0^t dtq \right) = \frac{P}{g} \left(\frac{p_t}{p_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{m_0}{(1 + At)^{\frac{2}{\gamma-1}}} \quad (30)$$

Подставляя это значение в формулу (29), получаем:

$$Mw = \frac{1}{1 + \frac{m_0}{M(1 + A\tau)^{\frac{2}{\gamma-1}}}} \int_0^t Rdt = kI, \quad (31)$$

где τ удовлетворяет условию $0 < \tau < t$.

Член $\frac{m_0}{M(1 + A\tau)^{\frac{2}{\gamma-1}}}$ представляет собою вообще малую дробь, и по-

тому коэффициент k мало отличается от единицы.

Так как продолжительность t истечения сжатого газа мала по сравнению с полным временем полета ракеты, то можно определить дальность полета ракеты X_{\max} , полагая, что ракета брошена под углом 45° . Пренебрегая сопротивлением воздуха, получаем:

$$X_{\max} = \frac{w^2}{g} = \frac{k^2 g I^2}{Q^2}, \quad (32)$$

где Q —вес ракеты.

Заменяя в этой формуле I его выражением (28), получим:

$$X_{\max} = \frac{k^2}{g} \frac{2\gamma}{(\gamma-1)^3} \frac{p_0 v_0}{g} \frac{P^2}{Q^2} \Phi^2\left(\frac{p_0}{p_a}\right) \quad (33)$$

9. Влияние длины ракеты на дальность полета.

Вес ракеты Q и вес P сжатого воздуха, находящегося в ней, могут быть выражены в функции l ракеты, именно:

$$\begin{aligned} Q &= al + b \\ P &= cl, \end{aligned}$$

где коэффициенты a, b, c не зависят от l . Подставляя эти значения в формулу (33), находим:

$$X_{\max} = \text{const} \frac{c^2 l^2}{(al + b)^2} = \text{const} \frac{c^2}{\left(a + \frac{b}{l}\right)^2},$$

увеличение длины ракеты увеличивает дальность ее полета.

10. Приложение полученных формул к численному примеру.

Рассмотрим ракету, состоящую из стальной трубы длиной $l = 2$ м и внутреннего диаметра 7 см. Вес 1 м этой трубы можно принять 5 kg, вес сопла и дна—2 kg, вес стабилизатора—0,5 kg. Вес всей системы:

$$10 + 2 + 0,5 + 5 = 17,5 \text{ kg.}$$

Предположим, что ракета наполнена воздухом, сжатым до 400 атмосфер. Необходимо в формуле (33) положить:

$$\frac{1}{g} \cdot \frac{2\gamma}{(\gamma - 1)^2} = 4,86;$$

$$\frac{p_0 v_0}{g} = RT = 29,28 (273 + 15) = 8432,64;$$

$$\Phi\left(\frac{p_0}{p_a}\right) = \Phi^2(400) = (0,858)^2 = 0,736;$$

$$P^2 = \left(2 \frac{\pi d^2}{4} \cdot 400 \cdot 1,186\right)^2 = (3,65)^2 = 13,37;$$

$$Q^2 = (17,5)^2 = 306,25.$$

Производя подсчеты и полагая $k = 1$, находим:

$$X_{\max} = 1317 \text{ m.}$$

11. Сравнение ракеты с пневматической пушкой.

Обозначим площадь нормального сечения и пневматической пушки (черт. 144а) и такую же ракеты (черт. 144б) через S ; через $l_0 S$ —начальный объем сжатого воздуха в пушке и в ракете; через l_1 —полную длину пушки; через M —массу снаряда A , бросаемого пушкой и переносимого ракетой; через M_1 —массу ракеты без снаряда, через p_0 начальное давление в пушке и в ракете; через p_1 —давление в пушке, когда снаряд покидает ее; через m —массу воздуха сжатого в пушке и в ракете.

Для пневматической пушки можно написать:

$$Spdl = d \frac{Mw^2}{2}$$

$$p_0 l_0^{\gamma} = p_1 l_1^{\gamma} = pl^{\gamma}.$$

Интегрируя, получаем:

$$\frac{Sp_0 l_0}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{l_0}{l_1} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{Mw^2}{2}.$$

Поэтому, для пневматической пушки:

$$I_{\text{пушки}} = \sqrt{\frac{2 Sp_0 l_0 M}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{l_0}{l_1} \right)^{\gamma - 1} \right]}. \quad (34)$$

Полагая в формуле (26) $l = l_0$ и

$$Sl_0 g = \frac{P}{g} = m$$

имеем:

$$I_{\text{ракеты}} = \frac{1}{3(\gamma - 1)} \sqrt{\frac{2\gamma S p_0 l_0 m}{\gamma - 1}} \Phi \left(\frac{p_0}{p_a} \right).$$

Отношение между дальностью $X_{\text{пушки}}$, на которую выбрасывается снаряд из пушки и дальностью $X_{\text{ракеты}}$, на которую он (такой же массы) переносится ракетой, равно:

$$\frac{X_{\text{пушки}}}{X_{\text{ракеты}}} = \frac{I_{\text{пушки}}^2}{I_{\text{ракеты}}^2} \frac{(M + M_1)^2}{M^2}$$

или, заменяя импульсы их выражениями (34) и (35):

$$\frac{X_{\text{пушки}}}{X_{\text{ракеты}}} = \frac{9(\gamma - 1)^2 \left[1 - \left(\frac{l_0}{l_1} \right)^{\gamma - 1} \right]}{\gamma \Phi \left(\frac{p_0}{p_a} \right)} \cdot \frac{(M + M_1)^2}{Mm} \quad (36)$$

Рассмотрим частный случай, когда $\frac{l_0}{l_1} = \frac{1}{2}$ (черт. 144а), а остальные величины, входящие в (36), те же, которые мы выбрали в примере предыдущего параграфа.

Полагая:

$$\frac{9(\gamma - 1)}{\gamma} = 1,07,$$

$$\Phi \left(\frac{p_0}{p_a} \right) = \Phi(400) = 0,858,$$

$$\left(1 - \frac{l_0}{l_1} \right)^{\gamma - 1} = 1 - \left(\frac{1}{2} \right)^{0,41} = 0,247,$$

$$\left(\frac{M + M_1}{Mm} \right)^2 = \frac{(5 + 12,5)^2}{5 \cdot 3,65} = 16,78,$$

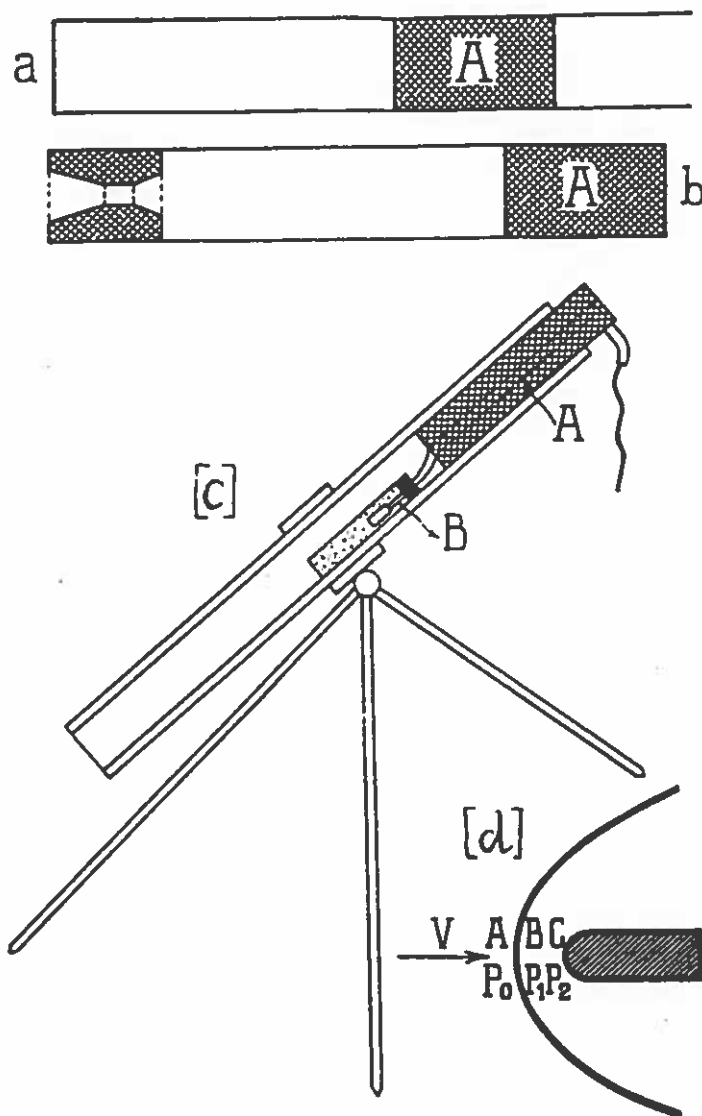
получаем искомое соотношение:

$$\frac{X_{\text{пуш.}}}{X_{\text{рак.}}} = 5,18$$

при условии, что сопротивление воздуха в учет не принимается.

При сделанном сравнении, мы предполагали, что в обоих случаях одинаковы лишь полезные веса, т. е. веса снарядов A (черт. 144а). Если же предположить лишь равенство переносимых полных масс, то, заменяя в формуле (36) член $\left(\frac{M+M_1}{Mm}\right)^2$ через $\frac{M}{m}$ и придавая другим величинам такие же значения, как в предыдущем примере, получим:

$$\frac{X_{\text{пуш.}}}{X_{\text{рак.}}} = 1,48.$$



Черт. 144. Ракеты Рябушинского.

12. Реактивная пушка.

Пример, рассмотренный в предыдущем параграфе, показывает, что главная часть веса, переносимого ракетой, падает на самую ракету (а не на снаряд).

Я построил в 1916 г. в Институте небольшую реактивную пушку, которую можно уподобить ракете, оболочка которой остается неподвижной, а полезный груз (снаряд) вылетает один. На черт. 144с дана схема этой

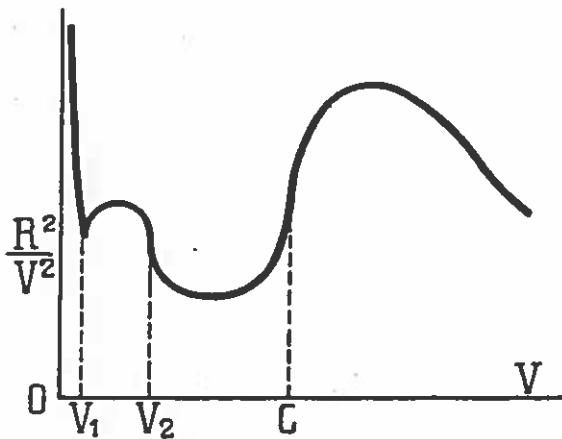
пушки. Бомба *A* выбрасывается взрывом пороха, заключенного в жестяном цилиндре *B*. Вес пушки—7 *kg*, вес снарядов—3 и 4 *kg*. Соответственные заряды в 300 и 400 *kg* черного пороха выбрасывали эти снаряды в среднем на 320 *m*.

Пушки обычная и реактивная могут рассматриваться как два крайних случая, между которыми находятся пушки без отдачи, бросающие более или менее значительные массы в направлении, обратном полету снаряда.

с) О сопротивлении жидкостей и о реакции при их извержении.

Д. Рябушинский в своей статье „Sur la resistance des fluides et la reaction d'une jet“, опубликованной в „Revue général de l'aéronautique“, Numero 6, 1925 г., а также в книге „III congrés international de la Navigation aérienne. Tome II, pg. 180, излагает теорию сопротивления жидкостей при разных скоростях и приводит результаты своих опытов, произведенных в связи с упомянутым вопросом, при полете ракет. В этом отношении эта работа является как бы продолжением его предыдущей работы „Теория ракет“.

Ниже нами приводится изложение первой части его работы (сопротивление жидкостей) лишь постолько, поскольку это необходимо для понимания интересующей нас второй части (реакция жидкостей при их извержении). Перевод этой последней части мы даем полностью ¹⁾.



Черт. 145. Кривая сопротивления воздуха.

вых, характеризующихся некоторым количеством их особенных точек, остается, вообще говоря одинаковым; на черт. 145 изображена схематически подобная кривая.

В некоторых случаях критические скорости V_1 и V_2 могут совпадать. В части, соответствующей скоростям, меньшим V_1 , движение неразрывно и анализ его дает точное решение при помощи интегрирования уравнений Навье.

Опыты в этом случае согласуются с теорией. Далее же скорости V_1 , режим истечения и закон сопротивления резко меняются, что можно объяснить возникновением вихрей благодаря трению жидкости о тело и распространяющихся в поток. Следующей особенной точкой кривой, является точка V_2 , которой соответствует новое изменение режима, при чем, в известных случаях, это изменение может быть довольно резким. Это явление связано с разрывом струй жидкости.

¹⁾ Подобный прием был произведен в Италии, где изложение этой работы Д. Р. было дано в „Notiziario tecnico di Aeronautica“, 1927, № 8, pg. 1.

Третьей особенной точкой кривой, является точка C , соответствующая скорости жидкости, равной скорости звука. При этом происходит резкое увеличение коэффициента сопротивления.

После опытов и фотографий Маха был сделан ряд попыток связать теорию сопротивления при больших скоростях с теорией волн ударов Римана, Ранкина и Гюгонио. Главнейшие исследования в этом направлении были сделаны Себертом, Гюгонио, Виеллем, Гадамаром и Рэйлеем. (См. Гидродинамику Ламба. 1924 г.).

Рэйлей основывается на теории Ранкина, дополняя ее учетом трения, чтобы определить изменение, которому подвергается постоянная формула Лапласа $\rho v^2 \text{ const}$, при переходе волны удара. При этом он получает отношение $\frac{P_2}{P_0}$ давления в критической точке при нулевой точке при нулевой скорости к давлению в жидкости безвихревой в виде:

$$\frac{P_2}{P_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{V^2}{C^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \cdot \frac{V^2}{C^2} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) - \frac{1}{\gamma - 1} \quad (1)$$

откуда

$$\frac{P_2 - P_0}{\frac{1}{2} \rho V^2} = (\gamma)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \cdot \frac{C^2}{V^2} \right) - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{C^2}{V^2} \quad (2)$$

Ламб дает несколько значений, вычисленных по этой формуле.

$\frac{V}{C} =$	1	2	3	4
$\frac{P_2}{P_0} =$	1,90	4,19	11,7	20,6

и замечает, что опыты Стантона, произведенные со скоростями в 2—3 раза большими скорости звука, хорошо согласуются с этой теорией. Следует однако заметить, что формула (1) является не вполне строгой и окончательной, так как она основывается на некоторых гипотезах, которые Ранкин и Рэйлей должны были принять, так как трудно дать полный баланс температурных изменений, происходящих в критической зоне AB (черт. 144 d).

2. Реакция жидкостей при их извержении.

Ниже я излагаю теорию задачи о давлении при критической точке от нулевой скорости до скоростей, превосходящих скорость звука, основываясь на теореме количества движений.

Предположим, что газ вытекает из резервуара A (черт. 146 a и B), настолько большого, что движение можно считать постоянным. Дюза может быть или не быть, при чем сечение ее сначала суживающееся, а потом расширяющееся. Вследствие этого отношения давлений внутреннего к наружному

$$> \text{ или } < \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = 1,9.$$

Допустим далее, что угол расширения внешней части дюзы настолько мал, что можно принять скорости в ней параллельными ее оси, и что длина дюзы (конуса) настолько велика, что получается полное расширение.

Давление в сечении S' (черт. B) поэтому будет равно внешнему давлению P_a , как в сечении S_0 (черт. a), каковой буквой мы обозначаем в случае $\frac{P}{P_a} < 1,9$ — площадь выходного отверстия в тонкой стенке резервуара A , а в случае $\frac{P}{P_a} > 1,9$ — площадь сечения, где в дюзе равнодействующая гидродинамических давлений равна нулю.

На основании поставленных условий и теоремы проекций количества движений можно написать:

$$R = (P - P_a) S_1 = DV S_0 \quad (3)$$

Здесь D — выражает массу, которая протекает в единицу времени через единицу виртуальной площади S_0 (суммы минимальных сечений элементарных струй) извержения, T — окончательная скорость извержения, определяемая по формуле Сен-Венана:

$$V^2 = \frac{2C^2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P}{P_a} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (4)$$

Здесь C — скорость звука при внешних давлении и плотности.

Расход D — равен $(\rho_a V)$ или $(\rho_0 C_0)$, в соответствии с $\frac{V}{C} \gtrless 1$.

Плотность ρ_0 и скорость V_0 связаны с плотностью ρ и давлением P снаружи резервуара отношением:

$$\rho_0 = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \rho, \quad C_0 = \left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{2\gamma P}{(\gamma + 1) \rho} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Принимая во внимание формулы (4) и (5), получаем из (3)

$$\frac{R}{S_1 DV} = \frac{P - P_a}{DV} = \frac{S_0}{S_1} = f\left(\frac{V}{C}\right) \quad (6)$$

или:

$$f\left(\frac{V}{C}\right) = \frac{1}{\gamma} \frac{C^2}{V^2} \left[\left(\frac{\gamma - 1}{2} \frac{V^2}{C^2} + 1 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right] \quad (7)$$

если $\frac{V}{C} < 1$ и

$$f\left(\frac{V}{C}\right) = \left(\frac{\gamma^2 - 1}{4\gamma^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \left(1 + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{C^2}{V^2} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{\gamma - 1}{2} \frac{C^2}{V^2} + 1 \right) \right]^{\frac{-\gamma}{\gamma - 1}} \quad (8)$$

если $\frac{V}{C} > 1$.

Вид кривой $\frac{S_0}{S_1} = f\left(\frac{V}{C}\right)$ представлен на черт. 146с).

Вводя сечения S и S' , определяемые равенствами:

$$\frac{S}{S_1} = \frac{S'}{S_0} = 1; \quad \frac{V}{C} < 1; \quad \frac{S}{S_1} = \frac{S' S'}{S_0 S_0} = \frac{\rho_0}{\rho_a} \frac{C_0}{V}, \quad \frac{V}{C} > 1, \quad (9)$$

можно формулы (6) представить в виде:

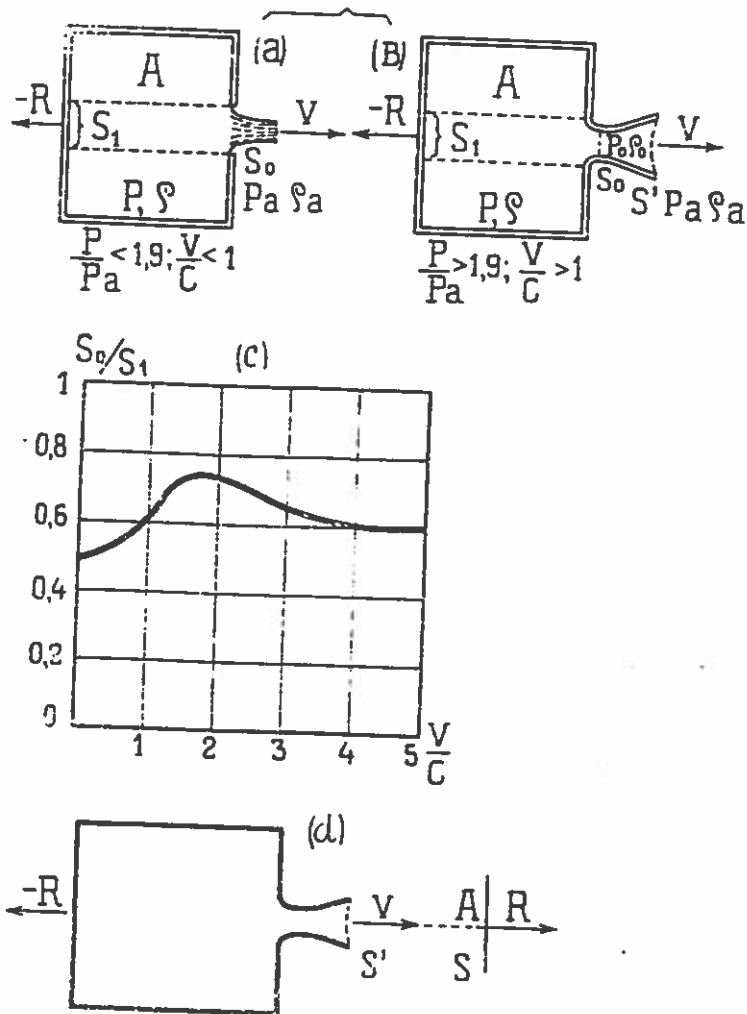
$$\frac{R}{S_0 V} = \frac{P - P_a}{D V} = \frac{S}{S'} = f\left(\frac{V}{C}\right) \quad (10)$$

Значение этой последней подстановки следующее:

Когда $(V : C) < 1$, давление в сжатом сечении S_0 (черт. 146 а) равно внешнему давлению P_a , но когда $(V : C) > 1$ (черт. 146 В) оно равно

$$P_a = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} P \quad (11)$$

и струя должна еще расширяться, пока давление не упадет до P_a



Черт. 146. К теории Рябушинского.

Обозначим, как это вытекает из формул (9), через S' —площадь сечения, соответствующую такому расширению (черт. 146 В), и через S —площадь сечения, определяемого равенством:

$$\frac{S'}{S} = \frac{S_0}{S_1} \quad (12)$$

Вводя сечение S_1 , мы получим величину реакции R независимо от того, будут ли скорости V больше или меньше скорости звука при внешней плотности ρ_a ; $S_0 V$ выражает массу жидкости, вытекающей

в единицу времени из резервуара A , если нет сжатия струи, т. е. если на основании (12) и на основании определении сечения S_1 :

$$S_0 = S_1 = S' = S \quad (13)$$

Полагая в формуле (7) $V=0$, получим $f(0) = \frac{1}{2}$. Если жидкость не сжимаема, то в формулах (7) и (8) следует принять $C = \infty$ и тогда $f\left(\frac{V}{C}\right) = \frac{1}{2}$, для некоторой определенной скорости V . Можно предположить, что в этом предельном случае истечение определяется не упругостью жидкости, но, например, движением поршня в резервуаре A .

Реакцию R можно представить суммой двух членов:

$$R = R_1 + R_2, \quad (14)$$

из них первый:

$$R_1 = \frac{1}{2} S \rho_a V^2 \quad (15)$$

зависит лишь от инерции, а второй:

$$R_2 = \left[f\left(\frac{V}{C}\right) - \frac{1}{2} \right] S \rho_a V^2 \quad (16)$$

выражает увеличение реакции благодаря сжимаемости жидкости.

Предположим, что перед струей жидкости помещена плоскость сечения S перпендикулярно к оси симметрии извергаемой струи.

В проблеме сопротивления среды движению тел, которая является к как бы обратной таковой же при реакции извержения жидкости, миделевое сечение тела S соответствует относительному давлению в условиях (13) при безвихревом движении.

Если поток, встречая плоскость S (черт. 146 d), совершенно теряет горизонтальную скорость, до давление R на нее, на основании теоремы о проекциях количеств движения, равно по величине, но обратно по знаку реакции потока на резервуар. Полагая, в этом случае, в уравнении (10)

$$R = (P_2 - P_a) S \quad (17)$$

где P_2 — выражает давление на элемент площади S , можно написать

$$\frac{P_2 - P_a}{\rho_a V^2} = f\left(\frac{V}{C}\right) \quad (18)$$

и

$$\frac{P_2}{P_a} = 1 + \gamma \left(\frac{V^2}{C^2}\right) f\left(\frac{V}{C}\right), \quad (19)$$

где $f\left(\frac{V}{C}\right)$ определяется уравнениями (7) и (8). Кривая, выражающая (19), имеет максимум при

$$\frac{V}{C} = 1,74 \quad (20)$$

Уравнение (17) определяет наибольшее сопротивление. В действительности уравнение (18) или (19) определяет давление точно только для точки A симметрии плоскости, где скорость — 0. Если изменить размеры или форму препятствия, о которое ударяется поток, но лишь сохраняя ось симметрии его, совпадающей с таковой же потока, то полное давление потока на препятствие более или менее изменится, но давление в точке

А нулевой скорости все же выражается уравнениями (18) или (19). Если отношение $(V:C) < 1$, то давление, определяемое по уравнению (19), одинаково с тем, которое дает формула Сен-Венана; но если $(V:C) > 1$, то получается расхождение.

Закон адиабаты не может быть непосредственно более применен. И это указывает на необходимость введения волны удара (une onde de choc).

Некоторые значения отношения P_2 и P_a , определенные по формуле (9) приведены ниже; их можно сравнить с теми, которые получены по уравнению (1) Рэйлея:

$\frac{V}{C} =$	1	2	3	4
$\frac{P_2}{P_a} =$	1,90	5,03	9,45	15,03

Допуская некоторые упрощающие гипотезы, можно применить изложенную теорию к приближенному определению полного сопротивления тел ¹⁾.

В заключение приводим описание некоторых опытов, произведенных нами для изучения реакции истечения газов при взрыве пороха в пушке открытой с обоих концов и в ракетах. Сначала выведем несколько формул, хотя и приближенных, но все же дающих характеристику работы этих пушек и ракет.

Обозначим через: m — массу взрывчатого вещества (горючего), ρ — его потенциал, g — ускорение силы тяжести, u — виртуальную скорость истечения газа, M — массу тела, бросаемую со скоростью V благодаря реакции газа. Применяя законы сохранения количества движения центра тяжести и сохранения энергии, получим в первом приближении:

$$mu = MV \tag{1}$$

$$\frac{1}{2} mu^2 + \frac{1}{2} MV^2 + (1 - \varepsilon) \rho mg = \rho mg \tag{2}$$

Член $(1 - \varepsilon) \rho mg$ выражает часть энергии горючего, теряемой бесполезной работы. Коэффициент полезного действия — будет:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} MV^2}{\rho mg} = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{M}{m}} \tag{3}$$

Полагая, что ракета брошена под углом 45° , и пренебрегая влиянием сопротивления воздуха, получим наибольшую дальность полета ее.

$$X_{max} = \frac{2\varepsilon \rho m^2}{M(M+m)} \tag{4}$$

Если m сравнительно мало по сравнению с M , и коэффициент ε постоянен, то наибольшая дальность полета пропорциональна квадрату веса употребленного горючего и обратно пропорциональна квадрату веса снаряда. Большая часть бросаемого веса относится к весу оболочки ракеты. Поэтому является, пожалуй, выгодным, чтобы оболочка ракеты оставалась бы на месте и выбрасывался бы только снаряд. В результате мы и получаем пушку, открытую с обоих концов.

¹⁾ Mémorial de l'Artillerie Française. Fasc. III. 1923. p. 710.

Из формулы (3) видно, что коэффициент полезного действия повышается при уменьшении $M : m$, поэтому упомянутая пушка получает преимущество для случая ракет и пушек большой мощности, лишь бы коэффициент ε не был слишком мал.

Рассмотрим теперь применение ракеты в качестве бабы при забивке свай. В этом случае оболочке ракеты можно дать форму цилиндра, открытого с обоих концов, и одеваемого на голову сваи. Реакция газа при взрыве патрона заставляет сваю углубляться в землю.

Обозначим через M — массу свай, V — скорость ее погружения.

R — сопротивление грунта (постоянное в первом приближении) e и t — глубина и продолжительность забивки сваи. Остальные буквы имеют то же значение, что и раньше,

Формулы (1), (2), (3) применяются и в этом случае, но к ним можно прибавить еще две, которые выводятся на основании закона импульса и теоремы живых сил:

$$MV = (R - Mg) \cdot t \quad (5)$$

$$\frac{1}{2} MV^2 = (R - Mg) \cdot e, \quad (6)$$

из (5), (6) и (3) получаем:

$$e = \frac{\varepsilon p m^2 g}{(R - Mg)(M + m)} \quad (7)$$

$$t = \frac{m}{R - Mg} \sqrt{\frac{2Mpg\varepsilon}{M + m}} \quad (8)$$

Если m мало по сравнению с M и ε — не изменяется, то погружение сваи пропорционально квадрату веса горючего. Обозначая через S сечение сваи и через b среднее сопротивление грунта, можно заменить в этих формулах R через bS .

Рассмотрим два численных примера. Пусть вес сваи $Mg = 200 \text{ kg}$, Вес горючего $mg = 20 \text{ kg}$, потенциал горючего $p = 300000 \text{ m}$, сечение сваи $= 100 \text{ cm}^2$; сопротивление $b = 100 \text{ kg/m}^2$ коэффициент $\varepsilon = 0,1$. Подставляя эти значения и формулы (3), (7), (8) — получим:

$$\eta = \frac{1}{110}; e = 5,57 \text{ m}, t = 0,152 \text{ sec.}$$

Второй пример. Пусть вес горючего 250 гр., а все остальные величины те же, как и в первом примере:

Тогда

$$\eta = \frac{1}{8010}; e = 0,000937 \text{ m}, t = 0,00195 \text{ sec.}$$

Если мы употребим то же количество горючего, как и в первом примере, т. е. 20 kg, по малым порциям (по 250 g), то после $\frac{20}{0,250} = 80$ взрывов мы получим глубину погружения $0,000937 \cdot 80 = 0,075 \text{ m}$ вместо глубины 5,57 m, полученной при взрыве 20 kg сразу. На практике разница будет вероятно менее значительной, так как сопротивление зависит от V , но все же она останется довольно большой.

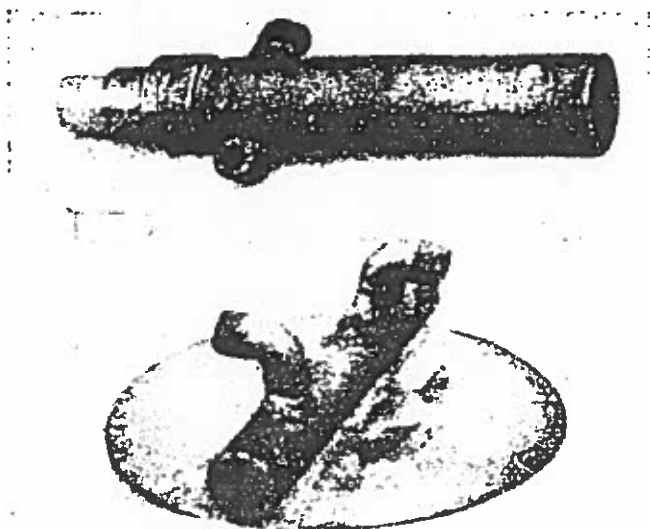
На черт. 147 изображена небольшая пушка, открытая с обоих концов, в том виде, как она была построена в 1916 году в Институте в Кучине. Длина стальной трубы ее была 1 метр, внутренний диаметр — 7 см, укреплялась она на легкой подставке. В качестве снарядов служили деревянные цилиндры, вес и устойчивость которых увеличивались

прибавкой к их передней части свинца. На черт. 147 виден этот цилиндр, всунутый в жерло пушки. Эти цилиндры выбрасывались взрывом пороха, заключенного в патроны из листового железа. Оболочка этих патронов выбрасывалась не сильно и разорванной и сильно деформированной падала на землю. Цилиндры же выбрасывались реакцией газа, без содействия инерции особой массы, как это имеет место в пушке Дэвиса ¹⁾.

Вес пушки, считая и подставку—7 kg, вес снарядов—3 и 4 kg. Вес зарядов—соответственно 300 и 400 g. Порох был черный. Дальность выстрела в среднем 320 m. Отдача равнялась нулю. Пушка даже не имела склонности ни падать ни наклоняться после выстрела. Этот результат тем более замечателен, что вес снаряда был иногда более половины веса пушки.

Дальнейшие опыты в этом направлении производились нами на пляже вблизи Биаррица в 1924 г.

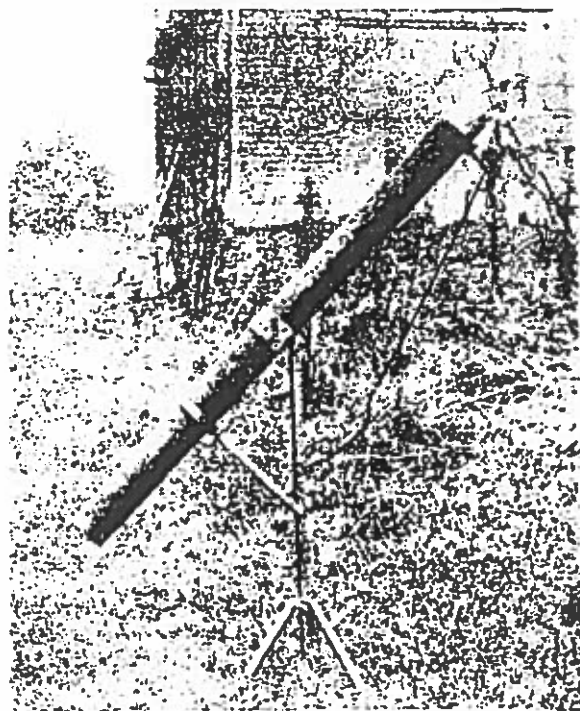
На черт. 148 вверху изображена ракета с боковыми отверстиями. Реакция вырывающегося из них газа производит сильное вращение ракеты вокруг ее оси.



Черт. 148. Ракеты Рябушинского.

¹⁾ „La Nature“, 2 decembre. 1916.

^{**)} Опыты с применением динамита при забивке свай были произведены еще в 1881 году в Буда-Пеште, лейтенантом-полковником Prodanovac (Paul Chalou „Les explosifs modernes, p. 691). Веса зарядов были по сравнению с весом свай весьма малы, и заряд прикрывался песком или глиной.



Черт. 147. Ракета в пушке.

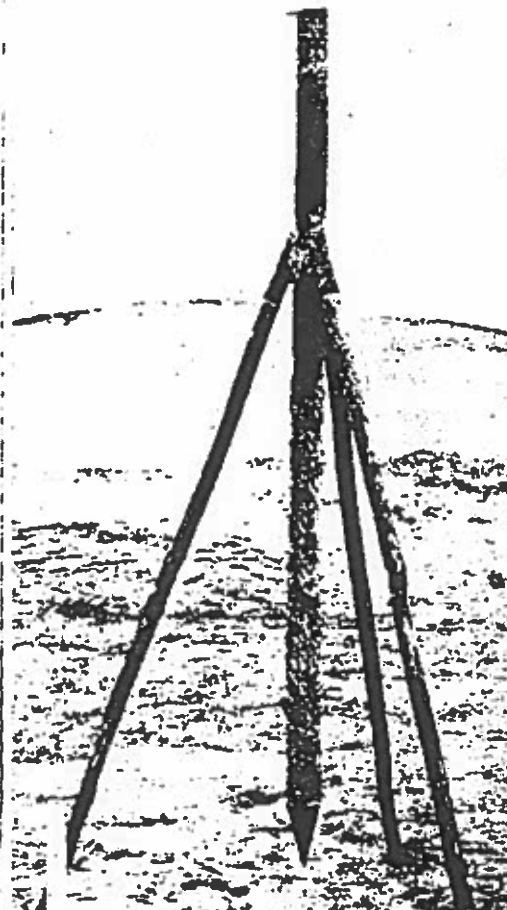
Полет таких ракет напоминает полет снарядов из нарезных орудий.

На черт. 149 изображена ракета на треноге (от фотоаппарата). Дальности полета подобны проведенным выше. На черт. 150 показана установка для забивки свай. Длина свай была 195 cm, часть ее, всунутая в стальной цилиндр, была длиной 50 cm. Диаметр свай внутри цилиндра—8,8 cm, а снаружи его—10,5 cm. Внутренний диаметр цилиндра—9,3 cm. Вес свай—12,9 kg. Вес заряда—575 g. Глубина погружения свай в песок—60 cm ^{**}.

На черт. 148 снизу изображена ракета, укрепленная на диске, с боковыми каналами благодаря которым вся система могла вращаться вокруг оси \perp диску. Вес всей системы — 533 g. Она бросалась примерно под углом 25° при заряде весом 50 g и падала, пролетев 110 метров, при чем при падении делала несколько рикошетов на мокром песке пляжа.



Черт. 149. Ракета на треноге.



Черт. 150. Реактивный копер.

Успех работы этих ракет зависит от сопротивления патрона с зарядом. Необходимо чтобы взрыв происходил быстрее, чем выход газов из устья оболочки ракеты.

Интересно отметить, что если применять патроны из бумаги, то при добавлении к их толщине нескольких листов, ракета, вместо того, чтобы падать у места выстрела, пролетала сотни метров.