

УДК 623.52; 623.53

УСЛОВИЯ СТАЦИОНАРНОСТИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВО ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКЕ ОРУДИЯ

А. М. Липанов

Институт прикладной механики УрО РАН,
426001 Ижевск

Предложен оригинальный метод обеспечения постоянных во времени величин внутриваллистических параметров в заснарядном пространстве орудия. Постоянство параметров достигается использованием оригиналов конструкции заряда твердого топлива, обеспечивающим получение требуемого уровня давления и линейный характер нарастания скорости движения снаряда. Найдены простые соотношения для расчета основных характеристик.

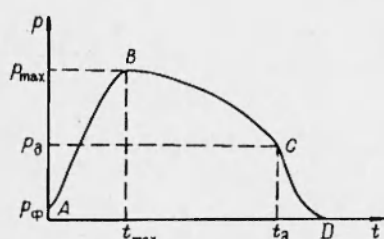


Рис. 1. Изменение давления в заснарядном пространстве ствола орудия (p_d , t_d — давление и время в момент вылета снаряда из ствола).

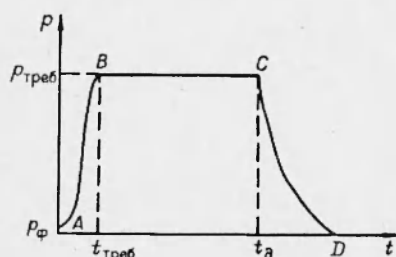


Рис. 2. Кривая изменения давления в заснарядном пространстве ствола орудия при выполнении условий стационарности:

BC — стационарный участок; CD — участок освобождения ствола от продуктов сгорания; $p_{\text{треб}}$, $t_{\text{треб}}$ — заданные (требуемые) значения давления в заснарядном пространстве ствола орудия и времени его достижения.

Физико-химические процессы в заснарядном пространстве орудия относятся к разряду нестационарных, а кривая давления имеет вид, показанный на рис. 1. На участке AB давление интенсивно нарастает пока снаряд покоится (давление меньше давления форсирования p_ϕ , при котором снаряд начинает двигаться, врезаясь ведущим пояском в нарезку) или только начинает набирать скорость. При последующем повышении скорости движения снаряда (и как следствие — увеличении заснарядного объема) прихода массы и энергии газообразных веществ, образующихся при горении заряда твердого топлива (ТТ), становится недостаточно для дальнейшего роста давления, и кривая $p(t)$ достигнув p_{max} , начинает убывать. Конечно, вместе с ростом заснарядного объема увеличивается поверхность канала ствола, омываемая продуктами сгорания твердого топлива, а следовательно, и величина теплотерь. Но главное здесь — повышение расхода массы и энергии.

После достижения $p = p_{\text{max}}$ уменьшение давления сначала сопровождается горением заряда твердого топлива, а после его сгорания — близким к адиабатическому расширением (с точностью до теплотерь).

После вылета снаряда из орудия давление резко падает (отрезок CD кривой $p(t)$). Участок приближенно адиабатического расширения может отсутствовать, если не заботиться об обязательном догорании остатков заряда твердого топлива и не исключать их вылет из канала ствола.

Однако в общем случае характер изменения давления в заснарядном пространстве не обязательно будет таким, как на рис. 1. Все зависит от

соотношения между приходом массы и энергии от горения заряда твердого топлива и их расходом, связанным прежде всего с заполнением газообразными веществами нового пространства, возникающего из-за движения снаряда.

Можно показать, что в определенных условиях зависимость $p(t)$ в заснарядном пространстве будет иметь только возрастающую ветвь и что должен существовать режим, когда давление за снарядом достигает определенного уровня и далее остается постоянным, пока горит заряд (рис. 2).

Цель работы¹ — получение соотношений, при выполнении которых кривая $p(t)$ имеет характер, представленный на рис. 2. Для простоты задачу будем решать в термодинамической постановке, осредняя величины внутрибаллистических параметров по заснарядному пространству орудия. По этой же причине пренебрежем и влиянием воспламенителя на теплофизические свойства продуктов сгорания. Последние считаем инертными газами. Они удовлетворяют уравнению состояния

$$p(1/\rho - \alpha) = RT, \quad (1)$$

где p — давление газообразных веществ в заснарядном пространстве; ρ , T — плотность газообразных веществ и их температура; R — газовая постоянная; α — коэфф. поправки на объем, занимаемый молекулами газа.

Предполагаем, что к моменту начала движения снаряда основной заряд воспламенился по всей поверхности горения. Тогда на основе закона сохранения массы запишем следующее уравнение:

$$\frac{d}{dt} W \rho = S_T \rho_T u_T, \quad (2)$$

где ρ_T , u_T — плотность и скорость горения ГТ; S_T — поверхность горения заряда ГТ, зависящая от величины сгоревшего свода e ; W — заснарядный объем. Для определения u_T воспользуемся соотношением

$$u_T = u_1 p, \quad (3)$$

а величину e найдем по выражению

$$\frac{de}{dt} = u_T = u_1 p. \quad (4)$$

Требуемый характер зависимости $S_T(e)$ определим позднее. Значение W рассчитывается из уравнения

$$\frac{dW}{dt} = Fv + S_T u_T, \quad (5)$$

где F — площадь канала ствола; v — скорость движения снаряда.

Из закона сохранения энергии следует

$$\frac{d}{dt} W \rho E = S_T \rho_T u_T H_T - Fpv - Q. \quad (6)$$

Здесь E — удельная внутренняя энергия продуктов сгорания; H_T — энтальпия продуктов сгорания; Fpv — работа сил давления на перемещение

¹ При обсуждении данной статьи М. С. Горохов обратил внимание на то, что данная задача решена И. П. Граве еще в 1920 г. [1] в другой постановке. Автор [1] пишет о необходимости «перелома» в процессе горения и о распаде горящего порохового зерна, однако не приводит конструкции заряда и не упоминает о факте скачкообразного изменения поверхности горения заряда при переходе к стационарному участку. Не ясно, почему решение [1] не нашло применения на практике. В излагаемом ниже решении депрессивно догорающих остатков нет, а аналитическое решение оригинальное.

снаряда со скоростью v ; Q — расход энергии на нагрев стенок канала ствола. Поскольку задача решается при условии осреднения и в предположении инертности газообразных продуктов сгорания, то

$$E = c_V T, \quad (7)$$

где c_V — удельная теплоемкость при постоянном давлении; T — температура.

Для расчета скорости движения снаряда на основе закона сохранения импульса запишем следующее уравнение:

$$m_1 \frac{dv}{dt} = F(p - p_{\text{нар}}) - \Phi_c. \quad (8)$$

Здесь $p_{\text{нар}}$ — наружное давление; Φ_c — сила сопротивления движению снаряда; m_1 — масса снаряда с учетом сил сопротивления, пропорциональных $\frac{dv}{dt}$. Для решения записанных уравнений необходимо задать начальные условия: давление, температуру, объем и равные нулю величины сгоревшего свода и скорости движения снаряда. В данной постановке записанная система уравнений аналитически впервые решена в [2]. Наиболее полное аналитическое решение данной задачи выполнено в работе [3]. В рассматриваемом случае эти решения будут важны для расчета параметров на участке нарастания давления. После достижения стационарного участка получим $\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} = 0$ и из (2) следует

$$S_T \rho_T (u_T)_{\text{ст}} \left(1 - \frac{\rho_{\text{ст}}}{\rho_T}\right) = \rho_{\text{ст}} F v, \quad (9)$$

где индекс ст соответствует стационарным значениям. Пренебрегая величинами Q и Φ по сравнению со слагаемым $S_T \rho_T u_T H_T$, учитывающим секундное поступление энергии от горения заряда ТТ, и учитывая (7), запишем (6) в виде

$$\frac{d}{dt}(W \rho c_V T) = S_T \rho_T u_T H_T - F p v.$$

Отсюда после выхода на стационарный режим

$$\rho_{\text{ст}} c_V T_{\text{ст}} (F v + S_T u_T) = S_T \rho_T u_T H_T - F p_{\text{ст}} v.$$

Используя уравнение (9), найдем

$$H_T = c_V T_{\text{ст}} + \frac{p_{\text{ст}}}{\rho_{\text{ст}}} \left(1 - \frac{\rho_{\text{ст}}}{\rho_T}\right). \quad (10)$$

При низких давлениях, когда реализуется уравнение состояния идеального газа, а $\rho \ll \rho_T$, имеем $T_{\text{ст}} = T_p$. При высоких давлениях эта связь носит более сложный характер, поскольку $\rho_{\text{ст}}$ по порядку величин сравнима с ρ_T и необходим учет коволюма. Равенство (10) можно записать и в другом виде

$$H_T = \frac{k}{k-1} R T_{\text{ст}} + \alpha p_{\text{ст}} - \frac{p_{\text{ст}}}{\rho_{\text{ст}}}. \quad (11)$$

Из (8) при $p = \text{const}$ без учета силы Φ_c по сравнению с $F(p - p_{\text{нар}})$ получаем

$$v = v_n + \frac{F}{m_1} (p - p_{\text{нар}})(t - t_n), \quad (12)$$

где индекс n соответствует началу стационарного режима. Как видно, в

стационарных условиях скорость движения снаряда увеличивается со временем линейно.

Аналогично изменяется со временем и величина сгоревшего свода:

$$e = e_H + u_T(t - t_H). \quad (13)$$

Поэтому в выражение для v вместо $t - t_H$ можно поставить $e - e_H$:

$$v = v_H + \frac{F}{m_1}(p - p_{нар}) \frac{e - e_H}{u_T}. \quad (14)$$

Поскольку в правую часть (9) входит сомножитель, являющийся линейной функцией величины сгоревшего свода, причем $dv/de > 0$, то в и левой части $S_T(e)$ должна быть линейной функцией e при $dS_T/de > 0$. Потребуется, чтобы

$$\frac{S_T(e)}{v(e)} = A = \text{const}, \quad (15)$$

где

$$A = \frac{\rho_{ст} \cdot F}{\rho_T(u_T)_{ст}} \left(1 - \frac{\rho_{ст}}{\rho_T}\right)^{-1}. \quad (16)$$

Это можно обеспечить, если

$$S(e_H) = Av_H, \quad (17)$$

$$\frac{dS}{de} = A \frac{F}{m_1} \frac{p_{ст} - p_H}{u_T(p_{ст})}, \quad (18)$$

а зависимость поверхности горения от свода

$$S(e) = a + be. \quad (19)$$

Тогда

$$S(e_H) = a + be_H, \quad (20)$$

$$\frac{dS}{de} = b. \quad (21)$$

Условия (17), (18) могут быть названы условиями стационарности в снарядном пространстве орудия, параметр A — параметром стационарности, а $S_T(e)/v(e)$ — отношением стационарности. Параметр A преобразуем с помощью уравнения состояния (1)

$$A = \frac{F}{u_1[\rho_T RT_{ст} + p_{ст}(\alpha\rho_T - 1)]}. \quad (22)$$

Если величину A , определенную при $e = e_H$, считать известной, то из (22) получаем

$$p_{ст} = \frac{F/(Au_1) - \rho_T RT_{ст}}{\alpha\rho_T - 1}. \quad (23)$$

Из (11) и (23) следует

$$\frac{RT_{ст}}{k-1} = H_T - \frac{F}{\rho_T u_1 A}. \quad (24)$$

Это равенство от коволюма явно не зависит, но получено с использованием уравнения состояния (1).

Согласно (24), величина температуры $T_{ст}$ при стационарном изменении параметров в заснарядном пространстве оказывается промежуточной между термодинамическими температурами T_V и T_p . Поскольку

$$H_T = \frac{k}{k-1} RT_p,$$

то

$$T_{ст} = kT_p - \frac{k-1}{k} \frac{F}{\rho_T u_1 AR}.$$

Однако второй член в этом выражении для существующих топлив меньше, чем $(k-1)T_p$, когда $T_{ст} = T_p$. Поэтому

$$T_p < T_{ст} < T_V.$$

При известном значении $T_{ст}$ можно найти давление в стационарных условиях как функцию параметров ствола, твердого топлива и условий заряжания. Подставляя в (23) вместо $RT_{ст}$ выражение из (24), найдем

$$p_{ст} = \frac{\frac{kF}{Au_1} - \rho_T H_T (k-1)}{\alpha \rho_T - 1}.$$

Последнее равенство аналогично известному в РДТТ уравнению Борй, полученному для одночленного закона горения ТТ и с учетом коволюма. Но возможно ли достижение условий (17) и (18) в процессе движения снаряда по стволу орудия? При использовании традиционно проектируемых зарядов к орудиям это невозможно. Дело в том, что, создавая унитарный заряд, конструктор стремится с его помощью не только достичь уровня максимального давления в заснарядном пространстве, но и разогнать снаряд до заданной дульной скорости. В итоге приход продуктов сгорания на отрезке $(0-t_{max})$ (см. рис. 1) оказывается избыточным, а давление $p = p_{max}$ излишне большим. Поэтому последующее уменьшение давления, сопровождаемое горением заряда, оказывается затянутым, и если и может оказаться близким к выполнению условий (9), (10), то только где-то в конце времени пребывания снаряда в стволе или вообще не может иметь места.

Отсюда естественно становится задача о таком проектировании заряда, когда на участке AB (см. рис. 1) он обладал бы только таким запасом энергии, чтобы обеспечить достижение уровня $p = p_{зад}$, где $p_{зад}$ — уровень давления, при котором должны выполняться условия (9), (10) или (17), (18). Но это нельзя сделать, если кривая $S_T(e)$ будет гладкой и непрерывной функцией свода или времени: будет реализовываться режим избыточного запаса энергии или энергии будет недостаточно, а кривая давления будет излишне затянутой. А это значит, что решение задачи необходимо искать в области разрывных функций $S_T(e)$.

С этой целью рассмотрим заряд твердого топлива, состоящий из двух частей. Пусть первая из них, горящая в интервале времени $t = (0, t_{треб})$ (участок AB на кривой $p(t)$ рис. 2), имеет произвольно большую поверхность горения, ограничиваемую лишь временем $t = t_{треб}$ достижения уровня давления $p = p_{треб}$, а после этого сгорает и приход от нее исчезает. Поскольку с помощью прихода массы и энергии от горения этой части заряда обеспечивается, в основном, достижение требуемого уровня давления, ее можно назвать бустерной, тогда остальную часть заряда можно назвать основной. При этих условиях можно найти конструктивное решение проектной задачи, когда уже при $t \geq t_{треб}$ будут достигаться условия (9), (10) или (17), (18). Причем достаточно сделать так, чтобы при $t = t_{треб}$ по-

верхность горения заряда уменьшалась скачком до уровня, соответствующего условию (17), а затем возрастала, удовлетворяя условию (18). Тогда кривая $p(t)$ будет иметь вид, показанный на рис. 2, когда практически в течение всего времени движения снаряда по стволу уровень давления $p = p_{\text{треб}}$ за исключением небольшого отрезка $(0-t_{\text{треб}})$, когда давление в заснарядном пространстве растет до определенного техническим заданием уровня. Величиной времени $t = t_{\text{треб}}$ (см. рис. 2) можно управлять, задавая различные значения поверхности горения.

Для решения задачи в целом спроектируем заряд, состоящий из двух частей. Первая из них, как уже упоминалось, начинает гореть и сгорает в момент $t = t_{\text{треб}}$, когда достигается уровень $p = p_{\text{треб}}$. Вторая часть заряда начинает гореть вместе с первой, но имеет зависимость поверхности горения как функцию свода такой, что на отрезке времени $(0-t_{\text{треб}})$ она постоянна и равна $S_{\text{н}}$, а потом становится прогрессивной. Это значит, что когда бустерная часть заряда сгорит, поверхность горения как раз уменьшится до уровня $S = S_{\text{н}}$.

При таком подходе легко решается и проектная задача, поскольку заранее уровень поверхности горения $S = S_{\text{н}}$ неизвестен, так как неизвестна величина скорости движения снаряда $v = v_{\text{н}}$. Задавшись суммарной величиной поверхности горения заряда $S_{\Sigma} = S_{\text{в}} + S_0$ для участка $(0-t_{\text{треб}})$, включающей величину поверхности бустерной части заряда $S_{\text{в}}$ и основной S_0 , интегрируем уравнения (1)–(8) пока не будет достигнуто $p = p_{\text{треб}}$. Если при этом $t > t_{\text{треб}}$, то значение S_{Σ} увеличиваем. Речь практически идет о решении однопараметрической задачи (удовлетворения трансцендентного неравенства с одним неизвестным) путем варьирования величиной поверхности горения $S = S_{\Sigma}$.

Как только будет выполнено условие: при достижении $p = p_{\text{треб}}$ получаемое время $t \leq t_{\text{треб}}$, задача будет решена. В этот момент будет известна и скорость движения снаряда $v = v_{\text{н}}$, и с помощью условия (17) может быть определена величина поверхности горения $S = S_{\text{н}}$: ее необходимо вычесть из S_{Σ} и, таким образом, определить поверхность горения $S_{\text{в}}$ бустерной части заряда.

Описываемый подход к процессу проектирования заряда в рассматриваемых условиях — один из возможных. Он позволяет легко решить проектную задачу, но как один из возможных является частным. Требование же скачкообразного уменьшения поверхности горения заряда при достижении уровня $p = p_{\text{треб}}$ — общее условие достижения режима стационарности в заснарядном пространстве орудия наряду с условиями (17) и (18).

В рассматриваемом методе решения проектной задачи бустерная часть заряда может состоять из пороховых пластинок всестороннего горения, основная же часть заряда — из бронированных элементов или таких, значительная часть наружной поверхности которых должна быть пассивированной. В частности, — это цилиндры (рис. 3), бронированные по всей наружной поверхности за исключением плоскости $ABCD$ выступа. Величина высоты выступа должна быть такой, чтобы он сгорал в момент $p = p_{\text{треб}}$. Поэтому, когда бустерная часть заряда сгорит, величина поверхности горения уменьшится как раз до уровня $S = S_{\text{н}}$. После этого начинает разгораться заряд под бронировкой, увеличивая линейно величину поверхности горения. Варьируя числом цилиндров N , их высотой $H = AB = DC$, а также углом φ наклона линий EF и LN к линиям EG и LM соответственно, можно удовлетворить условию (18).

Величину максимального горящего свода основного заряда (в рассматриваемом случае цилиндрических элементов) определим, исходя из заданного уровня дульной скорости снаряда $v_{\text{д}}$. Такой заряд сгорает без

остатков топлива и в номинальных условиях может гореть до момента вылета снаряда из ствола. В этот момент поверхность горения скачком уменьшается до нуля, и из ствола могут вылетать вслед за снарядом только несгоревшие остатки бронировки. В остальном опорожнение ствола будет происходить за счет истечения газообразных продуктов сгорания.

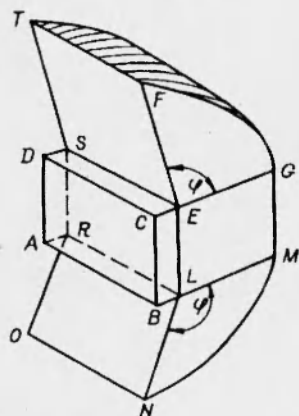


Рис. 3. Цилиндрическая шашка для стационарного участка выстрела:

$ABCD$ — плоская небронированная поверхность шашки (вся остальная наружная поверхность шашки бронированная); $CE = BL = AR - DS$ — высота выступа, сгорающая в период нарастания давления в заснарядном пространстве ствола; EFG, LMN — поперечные сечения круглых частей шашки; $LMGE$ — поперечное сечение плоской части шашки; $ONLR, SEFT$ — плоские бронированные участки поверхности шашки; φ — угол наклона плоскостей $ONLR$ и $EFTS$ к горизонтальной плоскости.

Для рассчитанного варианта $S_n = 6,483 \text{ м}^2$ при $A = 0,052245 \text{ м} \cdot \text{с}$. Поэтому величина поверхности горения бустерной части заряда $S_b = 34,3692 \text{ м}^2$. В момент достижения $p = 5000 \text{ кг/см}^2$ при $e = 0,0557 \text{ см}$ S_b скачком уменьшится до нуля, а суммарная поверхность горения уменьшится до S_n . Последующее изменение поверхности горения должно удовлетворять условию (18). Если воспользоваться цилиндрическим зарядом (см. рис. 3), бронированным по наружной поверхности, кроме участка, соответствующего по величине S_n , условию (18) можно удовлетворить.

Практически необходимо рассматривать совокупность зарядов, сумма площадей участков $ABCD$ которых (см. рис. 3) будет равна S_n . Если за время горения основного заряда снаряд должен увеличивать скорость движения на 1200 м/с , то из уравнения (14) находим, что величина свода $\Delta e = e - e_n$ для основного заряда оказывается равной $0,53863$. Чтобы удовлетворить условию (18), достаточно иметь заряд, состоящий из 103146 отдельных цилиндров, длиной $2,69315 \text{ см}$ и массой $3,216 \text{ г}$. При этом поперечные размеры плоскости $ABCD$ $AD = BC = 0,29806 \text{ см}$.

Кривые изменения поверхности горения, давления и скорости движения снаряда как функции величины сгоревшего свода показаны на рис. 4. Зависимость времени t как функции величины сгоревшего свода e приведена ниже.

В качестве примера реализации сформулированного подхода при проектировании ствола орудия с постоянным уровнем давления в заснарядном пространстве рассмотрим абстрактное орудие, имеющее диаметр канала ствола 300 мм и снаряд массой 415 кг . Расчеты проведем для $p = p_{\text{треб}} = 5000 \text{ кг/см}^2$ и $v_d = v_n + \Delta v_{\text{осн}}$. Принимаем $\Delta v_{\text{осн}} = 1200 \text{ м/с}$ и $t = t_{\text{треб}} = 0,005 \text{ с}$. Воспользуемся также характеристиками пироксилинового пороха: $u_1 = 0,75 \cdot 10^{-5} \text{ дм}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с})$, $RT_p = 950000 \text{ дм}$, $\gamma_t = 1,6 \text{ кг/дм}^3$. Давление форсирования, совпадающее в данном случае с начальным давлением в заснарядном пространстве, примем равным 300 кг/см^2 . Величину W_0 примем равной $1/3$ объема, занимаемого зарядом. Если при этом бустерную часть заряда взять в виде совокупности пластинок всестороннего горения, имеющих практически постоянную поверхность горения, то, решая систему (1)–(8) и варьируя величиной суммарной поверхности горения на этапе роста давления до требуемого уровня, находим, что при $p = 5000 \text{ кг/см}^2$ $t = 0,004408 \text{ с}$ и удовлетворяет требуемому значению, если $S_{\Sigma} = 40,8523 \text{ м}^2$. При этом $v_n = 124,09 \text{ м/с}$. Это позволяет найти величину поверхности горения основного заряда, начинающей гореть вместе с бустерной (условие (17)).

e , см	t , с	e , см	t , с
0,010	0,002221	0,0400	0,003932
0,020	0,003024	0,0500	0,004250
0,030	0,003542	0,0557	0,004408

Общая продолжительность выстрела оказалась равной примерно 0,019 с, а доля периода возрастания давления до требуемого уровня составила 23,5 %. При этом доля величины сгоревшего свода на этот же период времени составила 9,37 %. Длина ствола в рассматриваемом случае равна 8,71 м, отношение масс заряда и снаряда — 0,8733. В составе заряда доля бустерной части равна 8,451 %, а изменение поверхности горения после сгорания бустерной части заряда $S_{\Sigma}/S_{\Pi} = 6,301$. Последующее увеличение поверхности горения кратно росту скорости движения снаряда и составило 10,678. За время достижения $p = 5000 \text{ кг/см}^2$ снаряд успел пройти 0,0922 м или чуть более 1 % общего пути. Если отдельную пластинку бустерной части заряда взять размером $5 \times 5 \text{ см}$, то ее масса будет 4,456 г, а количество пластинок в заряде 6874.

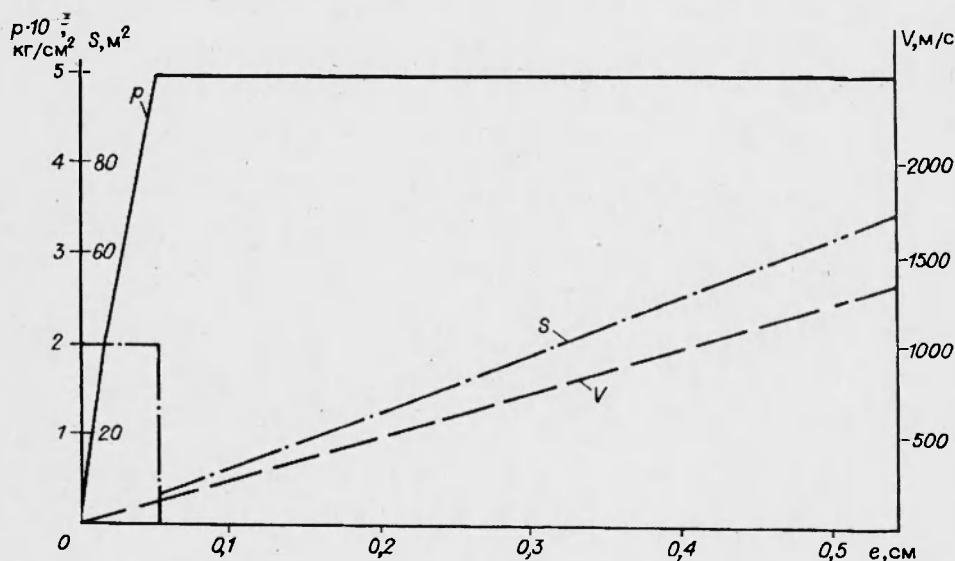


Рис. 4. Зависимости давления, поверхности горения и скорости движения снаряда от величины сгоревшего свода.

Оценим приближенно общую длину заряда и отдельных его частей. Для этого примем, что поперечный размер камеры равен 60 см. Если насыпная плотность пластин на $1/3$ меньше физической, то длина бустерной части заряда 9,028 см. При аналогичных условиях длина основной части заряда составит 97,79 см, а общая длина заряда 106,82 см.

Конструкцию основной части заряда можно упростить, если длину отдельного цилиндра вместо 2,69315 см взять равной 1 м. В этом случае торцы цилиндра можно не бронировать, так как доля соответствующей им поверхности горения будет крайне небольшой. Их число сократится до 2778, а масса каждого увеличится до 119,414 г. В рассматриваемой конструкции заряда поверхность горения оказывается размещенной во всех частях объема заряда, поэтому гарантирована от разрывов ствола, вызываемых волнами Вьеля — известный эффект Калакутского [4]. Перепад давления между полостью каждого отдельного цилиндра основного заряда к концу его горения (под бронировкой) и основным объемом не превысит $0,5 \text{ кг/см}^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Граве И. П. Внутренняя баллистика. Пиродинамика. Л.: Изд-во арт. академии Дзержинского, 1932.
2. Дроздов Н. Ф. Решение задач внутренней баллистики для бездымного пироксилинового пороха // Арт. журн. 1903. № 5.
3. Горохов М. С. Обобщение метода Н. Ф. Дроздова в случае применения основных уравнений при четырех параметрах // Изв. академии артиллерийских наук. 1952. № 2.
4. Бетехин С. А., Виницкий А. М., Горохов М. С. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики. М.: Оборонгиз, 1957.

Поступила в редакцию 19/IV 1994 г.
