

ВЛИЯНИЕ ТРЕНИЯ МЕТАЕМОГО ПОРШНЯ НА ВНУТРЕННЮЮ БАЛЛИСТИКУ ОДНОСТУПЕНЧАТОЙ УСТАНОВКИ

**Н. Н. БАУЛИН, В. А. ИОСЕЛЕВИЧ, Н. Н. ПИЛЮГИН,
С. Ю. ЧЕРНЯВСКИЙ**

(Москва)

В данной работе приведена методика прямых измерений силы трения сильно сжатых по оси цилиндрических образцов о стенки канала ствола при малой скорости движения, моделирующих поведение поршня в баллистической установке. В качестве примера даны результаты измерений для полимерного материала — капролона. На основании экспериментального исследования построена новая модель трения, которая применена для решения задачи о внутренней баллистике одноступенчатой пороховой установки с поршнем из капролона. Исследованы законы подобия рассматриваемых процессов. Установлено, что величины максимального давления пороховых газов и скорость поршня существенно зависят от величины коэффициента трения.

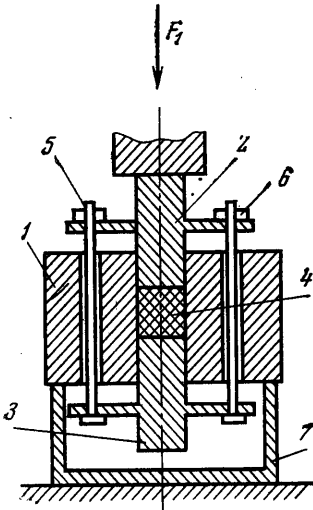
Для исследования аэродинамики свободно летящих с гиперзвуковой скоростью тел и высокоскоростного соударения в настоящее время применяются двухступенчатую легкогазовую баллистическую установку с деформируемым поршнем [1-5]. В первой ступени этой установки используют, как правило, пластмассовый поршень, разгоняемый в канале стального ствола продуктами сгорания пороха. Детальные сведения о газодинамических параметрах баллистических установок, как двухступенчатых, так и одноступенчатых, получены с помощью численных методов расчета. Однако в этих расчетах либо пренебрегают трением поршня о стенки канала [1, 2], либо недостаточно обосновывают использованные модели трения [3-8].

В [3] введен постоянный коэффициент при конечной скорости поршня, учитывающий ее уменьшение из-за влияния трения. Такой подход неудовлетворителен, поскольку не позволяет изучать влияние трения на динамику горения пороха и разгона поршня. При выводе выражения для силы трения в [6] предполагается ее пропорциональность силе, действующей на дно поршня. Как и в [3], трение при этом не зависит от свойств материала поршня, его геометрии и напряженного состояния. Кроме того, пропорциональность силы трения донной, а не боковой площади поверхности поршня представляется необоснованной. В [4, 5] лишь упомянуто об учете трения при исследовании внутренней баллистики установки, однако не приведено никаких сведений об использованной модели трения. В [7, 8] сила трения принята постоянной, причем в [7] подбор ее величины зависит от рода метательного газа. Ясно, что такой подход неудовлетворителен.

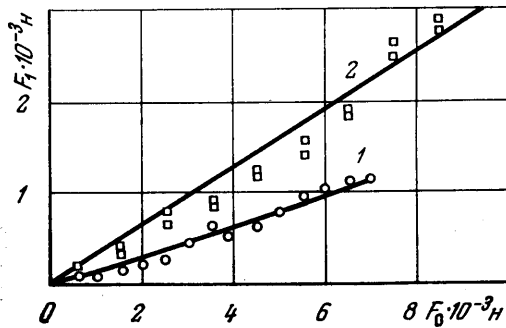
Общим недостатком работ [3-8] является подбор констант, связанных с трением, или величины постоянной силы трения из условия наилучшего согласования расчетных и экспериментальных значений скорости поршня и давления в пороховых газах. Кроме того, в этих работах отсутствуют рекомендации о прямом способе получения этих констант при изменении напряженного состояния поршня, его геометрии и материала.

1. В литературе не имеется сведений о характере трения капролона по стали при давлениях порядка 10^8 н/м². Для построения модели трения было

проведено экспериментальное исследование. Схема устройства для определения силы трения приведена на фиг. 1. Оно содержит стальной корпус 1 с цилиндрическим каналом, в котором поршнями 2, 3 зажат с помощью винтового пресса исследуемый образец 4 из капролона при отгуженных винтах 5, 6. При достижении необходимой величины осевой сжимающей силы F_0 , контролируемой по силомеру пресса, винты 5, 6 затягивают до тех пор, пока показания силомера пресса не начнут изменяться. В момент уменьшения этих



Фиг. 1



Фиг. 2

показаний затягивание винтов 5, 6 прекращают. При этом сила сжатия, созданная ранее прессом, обеспечивается винтами 5, 6. Затем под корпус устанавливают стакан 7 и поршни 2, 3 с образцом 4 перемещают с постоянной скоростью относительно корпуса 1 с помощью винтового пресса (фиг. 1). Сила F_1 , необходимая для этого перемещения, равна силе трения образца о стенки канала корпуса и регистрируется силомером пресса.

Для интерпретации экспериментальных данных рассмотрим уравнение движения однородного образца с трением. Ввиду малой сжимаемости полимерных материалов [9] полагаем образец несжимаемым. Если σ_x — осевое напряжение в точке x элемента образца, а τ — напряжение трения на его боковой поверхности, то из рассмотрения движения элемента длиной dx получим

$$(1.1) \quad \frac{d\sigma_x}{dx} + \frac{4\tau}{d} + \rho a = 0$$

Здесь ρ — плотность материала образца, d — диаметр канала и образца, a — ускорение центра инерции образца.

Уравнение (1.1) в данный момент времени при фиксированном ускорении a определяет распределение σ_x по длине образца l . Граничные условия имеют вид

$$(1.2) \quad \sigma_x(x=x_1) = p_1, \quad \sigma_x(x=x_1+l) = p_2$$

где x_1 , x_1+l — соответственно координаты концов образца, а p_1 , p_2 — давления на эти концы.

Для решения уравнения (1.1) предположим, что выполняется закон сухого трения $\tau = k\sigma_x$ с коэффициентом трения k . В дальнейшем проверим справедливость этого предположения путем сравнения с эксперименталь-

ными данными. Решение уравнения (1.1) имеет вид

$$\sigma_x = -\frac{\rho a d}{4k} + C \exp\left(-\frac{4kx}{d}\right)$$

$$(1.3) \quad C = (p_1 - p_2) \exp\left(\frac{4kx_1}{d}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{4kl}{d}\right)\right)^{-1}$$

$$a = \frac{4k}{\rho d} \left(p_1 \exp\left(-\frac{4kl}{d}\right) - p_2\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{4kl}{d}\right)\right)^{-1}$$

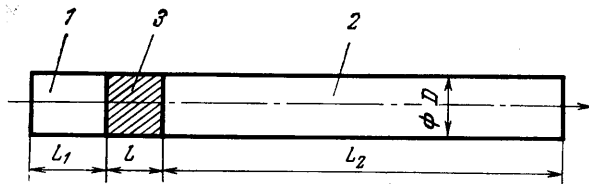
При исследовании коэффициента трения на экспериментальной установке выполняются соотношения

$$(1.4) \quad p_1 = \frac{4(F_0 + F_1)}{\pi d^2}, \quad p_2 = \frac{4F_0}{\pi d^2}, \quad a = 0$$

Тогда из (1.3), (1.4) следует формула

$$(1.5) \quad \frac{F_1}{F_0} = \exp\left(\frac{4kl}{d}\right) - 1$$

На фиг. 2 приведены полученные экспериментально типичные зависимости $F_1 = F_1(F_0)$ для двух значений отношения $l/d = 1.78$ (прямая 1) и $l/d = 3.16$ (прямая 2). Линейный характер этих зависимостей соответствует формуле (1.5) и подтверждает справедливость предположений, сделанных при выводе формул (1.3). Из экспериментальных данных и формулы (1.5) получена величина $k = 0.023 \pm 15\%$ с надежностью 0.9.



Фиг. 3

Измеренное значение k существенно меньше коэффициента трения, полученного при малых нагрузениях образца [12] и использованного в [6], что указывает на важность проведения исследований трения при условиях, близких к реализуемым в баллистических установках. Видно, что характер полученной экспериментальной зависимости $F_1 = F_1(F_0)$ не соответствует моделям трения, рассмотренным в [7, 8]. Сравнительный анализ показывает, что в отличие от известных методик расчета [3, 6-8] разработанная модель позволяет провести прямые экспериментальные измерения силы трения и учесть влияние на нее материала фрикционной пары, геометрии поршня и его напряженного состояния.

2. Расчеты выполнены для баллистической установки, схема которой приведена на фиг. 3. Пороховая камера 1 присоединена к поршневому стволу 2 с установленным в нем метаемым поршнем 3 со срезаемой кромкой, изготовленным из капролона. Пространство перед поршнем вакуумировано. В камеру 1 помещен заряд пороха. После зажигания пороха, когда давление в камере 1 становится больше давления форсирования p_0 , кромка поршня срезается, и он начинает двигаться по стволу под действием пороховых газов. При расчете давления пороховых газов на поршень полагаем, что горение пороха происходит по геометрическому закону, и скорость горения линейно зависит от давления [10]. Кроме того, предполагалось выполнение соотношения $\omega/mg \leq 1$ (ω — вес заряда пороха, m — масса

поршня, g — ускорение свободного падения), что позволило усреднить давление газов по всему объему пороховой камеры и использовать термодинамическое приближение [11].

Газодинамические процессы в пороховых газах описываются следующей системой уравнений [10]:

$$(2.1) \quad \frac{dz}{dt} = \frac{U}{e_1}, \quad \frac{dp}{dt} = \Phi$$

$$\Phi = \begin{cases} \frac{f\omega\kappa\sigma U e_1^{-1} [1 + (\alpha - \delta^{-1}) f^{-1} p] - \gamma v p S}{W_0 + Sx_1 - \alpha\omega\psi - \omega\delta^{-1}(1-\psi)}, & \psi < 1 \\ -\frac{\gamma p v S}{W_0 - \alpha\omega + Sx_1}, & \psi = 1 \end{cases}$$

$$v = \frac{dx_1}{dt}, \quad S = \frac{\pi D^2}{4}, \quad U = \frac{e_1}{I} p, \quad W_0 = SL_1$$

Здесь e_1 — половина толщины зерна пороха; $z = e/e_1$ и ψ — относительные толщина и весовая доля сгоревшего пороха; σ — относительная поверхность горящего пороха; U , f , δ — скорость горения, сила и плотность пороха; α , γ , I — коволюм, показатель адиабаты и полный импульс пороховых газов за все время горения; κ — константа, зависящая от формы зерен пороха; W_0 , L_1 — начальный объем и длина пороховой камеры; x_1 и v — координата и скорость конца поршня; D — диаметр канала баллистического ствола; p — давление, при котором горит порох; t — время.

Далее рассматривается порох с цилиндрическими зёрнами, имеющими семь каналов. Горение такого пороха характеризуется двумя последовательными фазами — прогрессивной и дегрессивной. Для первой фазы, когда горящая поверхность зерна со временем возрастает, имеют место соотношения [10]

$$(2.2) \quad \psi = \kappa z (1 + \lambda z + \mu z^2), \quad \sigma = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2$$

$$0 \leq z \leq 1, \quad 0 \leq \psi \leq \psi_s, \quad 1 \leq \sigma \leq \sigma_s$$

$$\kappa = \frac{2\Pi + Q}{Q} \beta, \quad \lambda = \frac{6 - 2\Pi}{2\Pi + Q} \beta, \quad \mu = -\frac{6}{2\Pi + Q} \beta^2$$

$$\Pi = \frac{D_* + 7d_*}{2c}, \quad Q = \frac{D_*^2 - 7d_*^2}{(2c)^2}, \quad \beta = \frac{e_1}{c}$$

$$\psi_s = \psi(z=1) = \kappa(1 + \lambda + \mu), \quad \sigma_s = \sigma(z=1) = 1 + 2\lambda + 3\mu$$

где D_* , d_* , $2c$ — диаметр зерна, диаметр канала в зерне и его длина.

Для дегрессивной фазы, наступающей после распада зерна, когда горящая поверхность со временем убывает, справедливы формулы, аналогичные (2.2)

$$(2.3) \quad \psi = \psi_s + a_1 z + b z^2 + q z^3, \quad \sigma = \kappa_2^{-1} (a_1 + 2b z + 3q z^2)$$

$$1 < z \leq z_k, \quad \psi_s < \psi \leq 1$$

где $z_k = 1.532$.

Из непрерывности величин ψ и σ , определяемых соотношениями (2.2) и (2.3) при $z=1$, и условий в конце горения $\psi(z=z_k)=1$, $\sigma(z=z_k)=0$ можно получить

$$(2.4) \quad a_1 = \frac{(1-\psi_s)(2-3z_k)}{z_k(z_k-1)^2}, \quad b = \frac{(1-\psi_s)(3z_k^2-1)}{z_k^2(z_k-1)^2}$$

$$q = \frac{(1-\psi_s)(1-2z_k)}{z_k^2(z_k-1)^2}, \quad \kappa_2 = \frac{(1-\psi_s)(3z_k^2-4z_k+1)}{\sigma_s z_k^2(z_k-1)^2}$$

Следует отметить, что согласно термодинамическому приближению величину действующего на поршень давления можно задать формулой [5]

$$(2.5) \quad p_i = p(1 - k_1 \omega / mg)$$

где $k_1 = 0.5$ — коэффициент, учитывающий неравномерность распределения давления по координате.

В [5] показано путем сравнения результатов численного решения задачи внутренней баллистики в газодинамической постановке с экспериментальными данными, что лучшее согласие между ними достигается, когда порох считают неподвижным и горящим при давлении, равном давлению на дно пороховой камеры. Уравнение движения поршня длиной l имеет вид уравнения (1.3), в котором следует положить: $p_1 = p_i$, $p_2 = 0$.

Тогда

$$(2.6) \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{4kp_i}{\rho D} \left(\exp\left(\frac{4kl}{D}\right) - 1 \right)^{-1}$$

При $4kl/D \ll 1$, когда коэффициент сухого трения k мал, из (2.6) имеем

$$(2.7) \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{p_i}{\rho'} - \frac{2kp_i}{\rho D}$$

Второй член в правой части является силой сухого трения, приложенной вдоль боковой поверхности поршня. Выражение вида (2.7) использовано в [6], но в формуле для силы трения ошибочно подставлена площадь поперечного сечения поршня, а не боковой поверхности. Отметим, что уравнение (2.6) дает физически правильный предел при $k \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$. Начальные условия к системе уравнений (2.1), (2.6) имеют вид

$$t=0, \quad x_1=0, \quad v=0, \quad p_i=p_\Phi, \quad \psi_0 = \frac{(W_0 - \omega \delta^{-1})(p_\Phi - p_0)}{f\omega + \omega(\alpha - \delta^{-1})(p_\Phi - p_0)}$$

Здесь p_0 — начальное давление газа в пороховой камере. Величина $z_0 = z(\psi_0)$ при $t=0$ определяется из соотношений (2.2).

3. При численном решении системы дифференциальных уравнений использовались следующие безразмерные переменные и параметры:

$$(3.1) \quad p' = \frac{p}{p_0}, \quad x' = \frac{x}{L_1}, \quad t' = \frac{t}{t_0}, \quad a' = a \frac{t_0^2}{L_1}$$

$$v' = \frac{vt_0}{L_1}, \quad \hat{t}_0 = \frac{I}{p_0}, \quad h_1 = \frac{f\omega}{p_0 W_0}, \quad h_2 = \frac{\alpha\omega}{W_0}, \quad h_3 = \frac{\omega}{\delta W_0}$$

$$h_4 = \frac{4kI^2}{p_0 L_1 D \rho} \left(1 - k_1 \frac{\omega}{mg} \right) \left(\exp\left(\frac{4kl}{D}\right) - 1 \right)^{-1}$$

Опуская штрихи, получим систему уравнений в безразмерных переменных, описывающую изменение давления в пороховых газах и движение поршня с учетом силы трения

$$\frac{dz}{dt} = p, \quad \frac{dp}{dt} = \Phi$$

$$(3.2) \quad \Phi = \begin{cases} \frac{h_1 \kappa \sigma p [1 + (h_2 - h_3) h_1^{-1} p] - \gamma p v}{1 + x_1 - h_2 \psi - h_3 (1 - \psi)}, & \psi < 1 \\ -\frac{\gamma p v}{1 - h_2 + x_1}, & \psi = 1 \end{cases}$$

$$v = \frac{dx_1}{dt}, \quad \frac{dv}{dt} = h_4 p$$

Связь ψ , κ , σ с z дается формулами (2.2)–(2.4). Начальные условия принимают вид

$$(3.3) \quad \begin{aligned} t=0, \quad x_1=0, \quad v=0, \quad p=p_0 \\ \psi_0 = \frac{(1-h_3)(p_0-1)}{h_1+(h_2-h_3)(p_0-1)} \end{aligned}$$

Вылет поршня из ствола определяется условием $x_1=L_2/L_1$, где L_2 — длина баллистического ствола.

Система уравнений (3.2) и число безразмерных параметров (3.1) останутся прежними, если силой сухого трения пренебречь. При $k=0$ выражение для параметра h_4 примет вид

$$h_4 = \frac{\pi D^2 I^2}{4 p_0 L_1 m} \left(1 - k_1 \frac{\omega}{mg} \right)$$

В систему уравнений (3.2) и граничные условия (3.3) кроме h_1, \dots, h_4 входят следующие безразмерные параметры: γ , $h_3=p_0/p_0$, $h_2=L_2/L_1$.

Анализ безразмерных параметров позволяет установить законы подобия для рассматриваемых процессов. Полагая величины α , δ , $\kappa\sigma$, γ постоянными, остальные изменяя по формулам

$$\begin{aligned} L_1' &= L_1 q_1, & I' &= I q_5, & p_0' &= p_0 q_8 \\ l' &= l q_2, & f' &= f q_6, & p_\Phi' &= p_\Phi q_9 \\ D' &= D q_3, & \omega' &= \omega q_7, & k' &= k q_{10} \\ L_2' &= L_2 q_4, & \rho' &= \rho q_{11} \end{aligned}$$

и подставляя их в выражения для h_1, \dots, h_6 , получим, что безразмерные скорость поршня и давление порохового газа не изменяются при выполнении соотношений

$$(3.4) \quad \begin{aligned} q_7 &= q_3^2 q_1, & q_1 &= q_4, & q_1 &= q_2 q_{11}, & q_8 &= q_8 \\ q_8 &= q_9, & q_5^2 q_{10} &= q_8 q_1 q_3 q_{11}, & q_2 q_{10} &= q_3 \end{aligned}$$

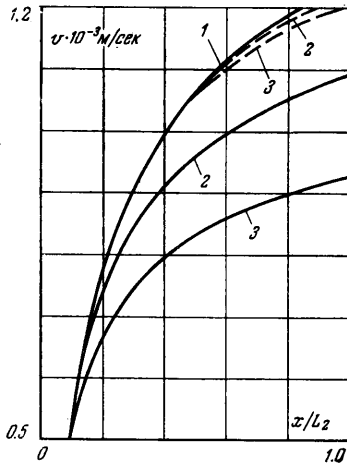
Эти соотношения позволяют осуществлять различные виды моделирования рассматриваемых процессов с учетом трения. Например, фиксируя $q_1=q_3=1$, получим $q_4=q_8=q_9=1$, $q_7=q_3^2$, $q_{11}=q_2^{-1}$, $q_{10}=q_3 q_2^{-1}$.

4. Решение системы уравнений (3.2), (3.3) проводилось численно на ЭВМ методом Эйлера с пересчетом. В качестве независимой переменной принята координата x_1 . Для устранения особенности на первом шаге интегрирования значение скорости полагалось равным

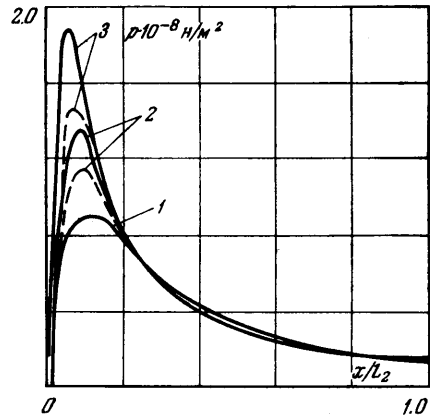
$$v^{(1)} = \sqrt{2 h_3 p_\Phi \Delta x}$$

где Δx — первый шаг интегрирования по координате.

Интервал интегрирования по координате разбивался на 10^3 шагов. Относительная погрешность определения конечной скорости поршня у дульного среза v_m и максимального давления пороховых газов p_m при этом составляла менее 1%. Численные расчеты были проведены для установки со следующими параметрами: $L_1=0.432$ м, $m=0.2$ кг, $L_2=5.45$ м, $D=0.034$ м, $p_0=10^4$ н/м², $l=0.227$ м, $p_\Phi=5 \cdot 10^6$ н/м².



Фиг. 4



Фиг. 5

Пороховый заряд характеризовался следующими значениями констант:

$$\begin{aligned} \alpha &= 10^{-4} \text{ м}^3/\text{н}, & \gamma &= 1.2, & \omega &= 0.98 \text{ н}, & \delta &= 0.157 \cdot 10^5 \text{ н/м}^3, \\ f &= 1.2 \cdot 10^5 \text{ м}, & I &= 0.196 \cdot 10^6 \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2, & D_* &= 0.224 \cdot 10^{-2} \text{ м}, \\ 2c &= 0.295 \cdot 10^{-2} \text{ м}, & d_* &= 0.17 \cdot 10^{-3} \text{ м}, & 2e_1 &= 0.43 \cdot 10^{-3} \text{ м}. \end{aligned}$$

Были проведены расчеты зависимостей от координаты поршня скорости модели, давления пороховых газов, массовой доли сгоревшего пороха ψ при различных значениях коэффициента трения k , как постоянных, так и зависящих от скорости поршня. Зависимость k от v определялась формулой [10] (v в м/сек)

$$(4.1) \quad k = k_0 \frac{1 + 0.0213 \cdot 10^{-2} v}{1 + 0.133 \cdot 10^{-2} v}$$

которая согласуется с данными [12] для трения нейлона по стали (k_0 — коэффициент трения, определенный экспериментально при малой скорости движения).

На фиг. 4, 5 зависимости, обозначенные сплошными линиями, рассчитаны при $k = k_0 = 0, 0.025, 0.05$ (кривые 1, 2, 3 соответственно), пунктирные кривые — при $k = k(v)$, соответствующем формуле (4.1). На фиг. 4 представлена зависимость скорости поршня v от координаты x/L_2 . Видно, что увеличение коэффициента трения k_0 приводит к снижению скорости поршня, так при $k_0 = 0.025$ v_m отличается от значения при $k_0 = 0$ в 1.15 раз, а при $k_0 = 0.05$ — соответственно в 1.34 раза. На фиг. 5 приведена аналогичная зависимость для давления p пороховых газов. Можно отметить существенное увеличение максимального давления p_m с увеличением коэффициента трения, например при $k_0 = 0.025$ p_m отличается от значения при $k_0 = 0$ в 1.49 раза, а при $k_0 = 0.05$ — соответственно в 2,07 раза. Увеличение трения

поршня приводит к замедлению движения поршня в начальные моменты горения пороха, вследствие чего горение происходит быстрее и величина ψ оказывается выше. Этот эффект качественно аналогичен увеличению величины p_0 . Зависимость k от v приводит к уменьшению p_m и увеличению v_m по сравнению со случаем, когда $k=k_0$. При этом величина v_m оказывается близкой к значению, полученному при $k_0=0$, а p_m существенно превышает соответствующее значение при $k_0=0$.

Поступила 11 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Пилюгин Н. Н., Черняевский С. Ю. Расчет газодинамических параметров двухступенчатой легкогазовой баллистической установки с деформируемым поршнем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 1.
2. Piacesi R., Gates D. F., Seigel A. E. Computer analysis of two-stage hypervelocity model launchers. Proc. 6-th Sympos. Hypervelocity impact, Cleveland, Ohio, 1963, vol. 1.
3. Заагин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Попов Н. Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М., «Наука», 1974.
4. Baer P. G., Smith H. C. Experimental and theoretical studies on interior ballistics of light gas guns. Proc. 6-th Sympos. Hypervelocity impact, Cleveland, Ohio, 1963, vol. 1.
5. Murphy J. B. R., Badhwar L. K., Lavoie G. A. Interior ballistics calculation systems for light gas guns and conventional guns. AGARD Conf. Proc., 1966, No. 10.
6. Брод Г. Л., Энстром Дж. Внутренняя баллистика, появление вспышки и дымового облака. В сб. «Расчеты взрывов на ЭВМ». М., «Мир», 1976.
7. Пеннележен Л. Исследования с помощью микроволнового интерферометра в ударных трубах со свободнодвижущимся поршнем. В сб. «Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях». М., «Машиностроение», 1965.
8. Teng R. N. Advances in light-gas gun model - launching techniques. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 11.
9. Айлбиндер С. Б., Алксне К. И., Тюнина Э. Л., Лака М. Г. Свойства полимеров при высоких давлениях. М., «Химия», 1973.
10. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М., Оборонгиз, 1962.
11. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
12. Боуден Ф. П., Тейбор Д. Трение и смазка твердых тел. М., «Машиностроение», 1968.