УДК 623.5

# ИЗМЕНЕНИЕ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ СРЕДНЕМ ДАВЛЕНИИ, ПОСТОЯННОМ ПО ЗАСНАРЯДНОМУ ПРОСТРАНСТВУ СТВОЛА ОРУДИЯ

А. М. Липанов

Институт прикладной механики УрО РАН, 426001 Ижевск
ipm@ipm.uni.udm.ru

Найдено аналитическое решение задачи о расчете внутрибаллистических параметров в заснарядном пространстве орудия при постоянном давлении. Получены удобные для анализа соотношения для определения температуры. Показано, что ее значение может достигать уровня термодинамической температуры при постоянном объеме, но может быть и меньше термодинамической температуры при постоянном давлении. Плотность и температура продуктов сгорания в квазистационарных условиях с ростом времени стремятся к значениям, которые наблюдаются в случае, когда давление и плотность постоянны одновременно. Сделана оценка влияния начальной поверхности горения заряда на параметры, соответствующие началу квазистационарного состояния. Полученные результаты могут быть полезны при решении проектных задач.

Несмотря на широкое распространение газодинамических моделей при исследовании внутрибаллистических параметров в заснарядном пространстве ствола орудия [1], использование термодинамических моделей по-прежнему остается целесообразным. В частности, это обусловлено тем, что применение гипотез осреднения внутрибаллистических параметров по заснарядному пространству ствола позволяет находить аналитические решения задачи, и тогда решение проектных задач оказывается наиболее удобным.

В работе [2] в предположении, что одновременно постоянны давление и плотность продуктов сгорания, было найдено одно из таких решений задачи о расчете внутрибаллистических параметров в заснарядном пространстве ствола орудия.

Рассматривалась следующая исходная система уравнений:

$$\frac{dW\rho}{dt} = S_{\text{т}}\rho_{\text{т}}u_{\text{т}}, \tag{1}$$

$$\frac{dW\rho c_v T}{dt} = S_{\text{т}}\rho_{\text{т}}u_{\text{т}}H_{\text{т}} - Fpv, \tag{2}$$

$$\frac{dW}{dt} = S_{\text{т}}u_{\text{т}} + Fv, \tag{3}$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}(p - p_a) - \frac{\Phi_{\text{тр}}}{m}, \tag{4}$$

$$\frac{de}{dt} = u_{\text{т}}, \tag{5}$$

$$p\Big(\frac{1}{\rho} - \alpha\Big) = RT. \tag{6}$$

Здесь $p$, $\rho$, $T$ — давление, плотность и температура продуктов сгорания; $S_{\text{т}}$, $\rho_{\text{т}}$, $u_{\text{т}}$ — поверхность горения заряда, плотность топлива и скорость его горения; $H_{\text{т}}$ — энтальпия вновь образующихся (ювенильных) продуктов сгорания; $F$ — площадь канала ствола; $W$ — свободный объем — объем, занятый газами в заснарядном пространстве; $c_v$, $\alpha$, $R$ — изохорная теплоемкость, коволюм и газовая постоянная продуктов сгорания; $m$, $v$ — масса и скорость движения снаряда; $p_a$, $\Phi_{\text{тр}}$ — наружное давление и трение снаряда при движении его в стволе; $e$ — величина сгоревшего свода; $t$ — время.

Если $p = \text{const}$, то в предположении, что постоянно и $\Phi_{\text{тр}}$, из уравнения (4) получим

$$v = v_{st} + \frac{F(p_{st} - p_a) - \Phi_{\text{тр}}}{m}(t - t_{st}). \tag{7}$$

Здесь индексом $st$ обозначены параметры, соответствующие началу их стационарного состояния. Из уравнения (5) найдем

$$e = e_{st} + u_{\text{т}}(t - t_{st}). \tag{8}$$

Уравнения (7), (8) позволяют рассматривать скорость движения снаряда как линейную функцию величины сгоревшего свода $e$.

Если $p = \mathrm{const}$ и $\rho = \mathrm{const}$, то из уравнений (2) и (1), используя уравнение (3), получим

$$\rho c_v T(S_\text{т} u_\text{т} + Fv) = S_\text{т}\rho_\text{т} u_\text{т} H_\text{т} - Fpv, \quad (9)$$

$$\rho(S_\text{т} u_\text{т} + Fv) = S_\text{т}\rho_\text{т} u_\text{т}. \quad (10)$$

Первое из этих равенств можно записать в виде

$$S_\text{т} = A_0 v, \quad (11)$$

где

$$A_0 u_\text{т} = \frac{Fp_{st}(\varkappa - \alpha p_{st})}{\rho_\text{т} H_\text{т}(\varkappa - 1) - p_{st}(1 - \alpha\rho_{st})}, \quad (12)$$

$\varkappa = c_p/c_v$ — отношение изобарной и изохорной теплоемкостей. Из уравнения (10) находим

$$\frac{\rho_{st}}{\rho_\text{т}} = \frac{S_\text{т} u_\text{т}}{S_\text{т} u_\text{т} + Fv} = \frac{A_0 u_\text{т}}{A_0 u_\text{т} + F}. \quad (13)$$

Кроме того, записав (10) в виде

$$\rho_s Fv = S_\text{т}\rho_\text{т} u_\text{т}(1 - \rho_{st}/\rho_\text{т}), \quad (14)$$

с его помощью перепишем уравнение (9):

$$c_v T_{st} = H_\text{т} - (p_{st}/\rho_{st})(1 - \rho_{st}/\rho_\text{т}). \quad (15)$$

Исключая из (15) $\rho_{st}$ с помощью уравнения состояния (6), получим

$$H_{st}/p_{st} = H_\text{т}/p_{st} + 1/\rho_\text{т} - \alpha. \quad (16)$$

Кроме того, из уравнения (15) с помощью (6) получим также выражение

$$T_{st} = \varkappa T_p/[1 + \chi(\varkappa - 1)], \quad (17)$$

где $T_p$ — температура продуктов сгорания при постоянном давлении,

$$\chi = (1 - \rho_{st}/\rho_\text{т})/(1 - \alpha\rho_{st}). \quad (18)$$

Из выражений (17), (18) видно, что если $\rho_{st} = \rho_\text{т}$, то $\chi = 0$, а $T_{st} = \varkappa T_p = T_v$ при любом $\alpha$, равном нулю или отличном от нуля. Здесь $T_v$ — температура продуктов сгорания при постоянном объеме. Если $\rho_{st} < \rho_\text{т}$, то $\chi > 0$ и $T_{st} < \varkappa T_p = T_v$.

Рассмотрим два случая:

1) $\rho_{st} < \rho_\text{т}$, $\alpha = 0$,
2) $\rho_{st} < \rho_\text{т}$, $\alpha > 0$.

Для первого из них получаем $\chi = \chi_0 = 1 - \rho_{st}/\rho_\text{т}$. Тогда

$$T_{st} = \frac{\varkappa T_p}{1 + \chi_0(\varkappa - 1)} = T_{st,0} < T_v.$$

Если же $\alpha > 0$, то $\chi = \chi_1 > \chi_0$ при том же значении отношения $\rho_{st}/\rho_\text{т}$. Тогда

$$T_{st} = \frac{\varkappa T_p}{1 + \chi_1(\varkappa - 1)} = T_{st,1} < T_{st,0}.$$

Из выполненного анализа можно сделать вывод, что в термодинамическом процессе для заснарядного пространства орудия $T_{st} < T_v$ при $p = \mathrm{const}$ и $\rho = \mathrm{const}$. Ясно, что температура $T_{st}$ будет еще ниже, если учесть теплопотери. Учет $\alpha > 0$ уменьшает температуру $T_{st}$. Далее, пусть $\chi = 1$. Тогда $T_{st} = T_p$. Если же $0 < \chi < 1$, то $T_p < T_{st} < T_v$. При $\chi > 1$ $T_{st} < T_p$. Поэтому при определении температуры $T_{st}$ важно знать значение коэффициента $\chi$.

Кроме того, из выполненного анализа следует, что если постоянным будет только $p$, то из уравнений (4), (5) получим равенства (7), (8).

Уравнение (2) с помощью уравнений (6) и (3), (1) представим следующим образом:

$$\frac{dW\rho c_v T}{dt} = \frac{c_v}{R}\frac{dW\rho RT}{dt} = \frac{p}{\varkappa - 1}\Big(\frac{dW}{dt} - \alpha\frac{dW\rho}{dt}\Big) = \frac{p}{\varkappa - 1}(S_\text{т} u_\text{т} + Fv - \alpha S_\text{т}\rho_\text{т} u_\text{т}) = S_\text{т}\rho_\text{т} u_\text{т} H_\text{т} - Fpv.$$

Вновь получаем линейную связь между $S_\text{т}$ и $v$:

$$S_\text{т} = A_1 v, \quad (19)$$

где

$$A_1 u_\text{т} = \frac{\varkappa Fp}{\rho_\text{т} H_\text{т}(\varkappa - 1) - p(1 - \alpha\rho_\text{т})} \quad (20)$$

— постоянная величина. Учитывая выражение (19), из уравнения (1) получим

$$W\rho = \tilde W_{st}\tilde\rho_{st} + A_1 u_\text{т}\rho_\text{т}[v_{st} + \beta(t - t_{st})/2](t - t_{st}), \quad (21)$$

где $\beta = [F(p_{st} - p_a) - \Phi_\text{тр}]/m > 0$, а знаком $\sim$ обозначены параметры, соответствующие моменту достижения $p = p_\text{тр} = \mathrm{const}$.

Аналогично из уравнения (3) найдем

$$W = \tilde W_{st} + (A_1 u_\text{т} + F)[v_{st} + \beta(t - t_{st})/2](t - t_{st}). \quad (22)$$

Тогда

$$\rho = \frac{\tilde{W}_{st}\rho_{st} + A_1 u_{\text{т}}\rho_{\text{т}}[v_{st} + \beta(t-t_{st})/2](t-t_{st})}{\tilde{W}_{st} + (A_1 u_{\text{т}} + F)[v_{st} + \beta(t-t_{st})/2](t-t_{st})}. \tag{23}$$

Разделив числитель и знаменатель (23) на монотонно-возрастающее со временем выражение $[v_{st} + \beta(t - t_{st})/2](t - t_{st})$, получим

$$\rho = \frac{\tilde{W}_{st}\rho_{st}/\{[v_{st}+\beta(t-t_{st})/2](t-t_{st})\} + A_1 u_{\text{т}}\rho_{\text{т}}}{\tilde{W}_{st}/\{[v_{st}+\beta(t-t_{st})/2](t-t_{st})\} + A_1 u_{\text{т}} + F}.$$

С ростом $t$ знаменатели первых слагаемых числителя и знаменателя в этом выражении будут только возрастать, а сами слагаемые будут стремиться к нулю. Поэтому при $t \to \infty$ получим

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_{\text{т}}} = \frac{A_1 u_{\text{т}}}{A_1 u_{\text{т}} + F}. \tag{24}$$

Здесь $\rho_\infty$ — плотность заряда, реализующаяся в заснарядном пространстве, если одновременно постоянны $p$ и $\rho$. Подставив выражение (24) для $\rho_\infty$ в уравнение состояния, с помощью уравнения (20) вновь получим равенство (16).

Запишем уравнения (12) и (13) в виде

$$A_0 u_{\text{т}}[\rho_{\text{т}} H_{\text{т}}(\varkappa - 1) - p_{st} + p_{st}\rho_{st}\alpha] = = Fp_{st}(\varkappa - \alpha\rho_{st}),$$

$$\rho_{st}(F + A_0 u_{\text{т}}) = \rho_{\text{т}} A_0 u_{\text{т}}.$$

Исключив слагаемое $F\rho_{st}$ в первом из них с помощью второго, получим

$$A_0 u_{\text{т}}[\rho_{\text{т}} H_{\text{т}}(\varkappa - 1) - p_{st} + p_{st}\rho_{st}\alpha] = = \varkappa F p_{st} - \alpha p_{st}(\rho_{\text{т}} A_0 u_{\text{т}} - \rho_{st} A_0 u_{\text{т}}).$$

Отсюда

$$A_0 u_{\text{т}}[\rho_{\text{т}} H_{\text{т}}(\varkappa - 1) - p_{st}(1 - \alpha\rho_{\text{т}})] = \varkappa F p_{st},$$

или

$$A_0 u_{\text{т}} = \frac{\varkappa F p_{st}}{\rho_{\text{т}} H_{\text{т}}(\varkappa - 1) - p_{st}(1 - \alpha\rho_{\text{т}})} = A_1 u_{\text{т}},$$

т. е. $A_0 = A_1$.

Если в выражения (13) и (24) вместо $A_0$ и $A_1$ подставить формулы (12) и (20), то в обоих случаях получим одно и тоже выражение:

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_{\text{т}}} = \frac{\varkappa}{\alpha\rho_{\text{т}} + (\varkappa - 1)(1 + \rho_{\text{т}} H_{\text{т}}/p_{st})} = \frac{\rho_{st}}{\rho_{\text{т}}}.$$

Поэтому можем заключить: если при достижении некоторого значения $p = p'$ дальше процесс идет так, что среднее по заснарядному пространству давление будет постоянным, то плотность и температура продуктов сгорания будут переменными; при этом с ростом $t$ температура и плотность стремятся к значениям, имеющим место в случае, когда при достижении $p = p'$ постоянными одновременно становятся и $p$, и $\rho$. Значения коэффициентов $A_0$ и $A_1$ в выражениях (11), (19) одинаковы.

Интересно оценить параметры, соответствующие условию $p = p'$. Система уравнений (1)–(6) допускает аналитическое решение [3], если

$$u_{\text{т}} = u_1 p \tag{25}$$

($u_1$ — коэффициент скорости горения топлив) и если пренебречь суммой $Fp_a + \Phi_{\text{тр}}$ по сравнению с $Fp$.

В данной работе мы не будем пренебрегать величиной $Fp_a + \Phi_{\text{тр}}$. Предположим только, что $Fp_a + \Phi_{\text{тр}} < Fp$.

Используя уравнение (5) и учитывая равенство (25), заменим в остальных уравнениях системы (1)–(4) время $t$ сводом $e$. Получим

$$\frac{dW\rho}{de} = S_{\text{т}}\rho_{\text{т}}, \tag{26}$$

$$\frac{dW\rho c_v T}{de} = S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} H_{\text{т}} - \frac{Fv}{u_1}, \tag{27}$$

$$\frac{dW}{de} = S_{\text{т}} + \frac{Fv}{u_1 p}, \tag{28}$$

$$\frac{dv}{de} = \frac{F(p - p_a) - \Phi_{\text{тр}}}{m u_1}. \tag{29}$$

Из уравнения (26) следует

$$W\rho = (W\rho)_{\text{нач}} + \int\limits_0^e S_{\text{т}}\rho_{\text{т}}\, de.$$

В период нарастания давления величину $S_{\text{т}}$ можно считать постоянной. Тогда

$$W\rho = (W\rho)_{\text{нач}} + S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} e. \tag{30}$$

В рассматриваемом случае расчета $p(e)$ давление на восходящем участке кривой интенсивно нарастает.

Нас интересует отрезок между давлением требуемым ($p'$) и давлением форсирования: $p_{\text{ф}} \leqslant p \leqslant p'$. Поэтому приближенно можно заранее написать

$$p = p_{\text{ф}} + a_1 e, \tag{31}$$

где

$$a_1 = (p' - p_{\text{ф}})/e'. \tag{32}$$

Поскольку величину свода $e = e'$ будем задавать, коэффициент $a_1$ будем считать известным. При необходимости его можно уточнить, выполнив второе приближение. Поэтому в уравнение (29) вместо $p$ подставим выражение $p_{\text{ф}} + a_1 e$ как известную функцию сгоревшего свода $e$. Тогда из уравнения (29) найдем

$$v = \frac{Fe}{mu_1} - \frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{mu_1 a_1} \ln \frac{p_{\text{ф}} + a_1 e}{p_{\text{ф}}}. \tag{33}$$

Из уравнения (27) получим

$$W\rho c_v T = (W\rho c_v T)_{\text{нач}} + S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} H_{\text{т}} e - \left(\frac{F}{u_1}\right)^2 \frac{e^2}{2m} + \\ + \frac{Fp_{\text{ф}}}{u_1^2} \frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{ma_1^2} \left[\left(1 + \frac{a_1 e}{p_{\text{ф}}}\right) \ln\left(1 + \frac{a_1 e}{p_{\text{ф}}}\right) - \frac{a_1 e}{p_{\text{ф}}}\right]. \tag{34}$$

Обозначив правую часть (34) через $\theta(e)$, запишем

$$p = (\varkappa - 1)\frac{\theta(e)}{W - \alpha[(W\rho)_{\text{нач}} + S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} e]}. \tag{35}$$

Далее, из уравнения (28) получим линейное уравнение

$$\frac{dW}{de} + W\varphi_1(e) = \varphi_2(e), \tag{36}$$

где

$$\varphi_1(e) = \frac{1}{\varkappa - 1} \frac{F}{u_1} \frac{1}{\theta(e)} \times \\ \times \left[-\frac{Fe}{mu_1} + \frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{mu_1 a_1} \ln\left(1 + \frac{a_1 e}{p_{\text{ф}}}\right)\right], \tag{37}$$

$$\varphi_2(e) = S_{\text{т}} + \alpha[(W\rho)_{\text{нач}} + S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} e]\varphi_1(e). \tag{38}$$

Решением уравнения (36) будет выражение

$$W = \mathrm{e}^{-\Phi(e)}\left(W_{\text{нач}} + \int_0^e \varphi_2(\xi)\mathrm{e}^{\Phi(\xi)}\, d\xi\right), \tag{39}$$

где

$$\Phi(e) = \int_0^e \varphi_1(\xi) d\xi. \tag{40}$$

Имея зависимость (39) для расчета $W$ как функции $e$, можно рассчитать и давление по формуле (35). Полученный результат можно уточнить.

Вновь воспользуемся тем обстоятельством, что в интервале $p_{\text{ф}} \leqslant p \leqslant p'$ давление монотонно и интенсивно нарастает. Вместо (31) запишем уравнение

$$p = p_{\text{ф}} + a_1 e + a_2 e^2, \tag{41}$$

где

$$a_2 = [(p' - p_{\text{ф}})(e')^{-1} - (p'/2 - p_{\text{ф}})e^{-1}]/(e' - \tilde{e}),$$

$$a_1 = (p' - p_{\text{ф}})(e')^{-1} - a_2 e'.$$

Здесь $\tilde{e}$ — величина сгоревшего свода, соответствующая $p = p'/2$. Величину $\tilde{e}$ находим, решая задачу в первом приближении.

Квадратичное выражение $a_2 e^2 + a_1 e + p_{\text{ф}}$ представим в виде $a_2[(e + a_1/2a_2)^2 + p_{\text{ф}}/a_2 - (a_1/2a_2)^2]$. Тогда

$$v = \frac{Fe}{mu_1} - \frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{mu_1 a_2 \tilde{A}} \tilde{\theta}(e). \tag{42}$$

Здесь

$$\tilde{\theta}(e) = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{e}{A}, & \text{если } \frac{p_{\text{ф}}}{a_2} > \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2, \\ \frac{1}{2}\ln\left|\frac{e-A}{e+A}\right|, & \text{если } \frac{p_{\text{ф}}}{a_2} < \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2, \\ \frac{2a_2}{a_1} - \frac{1}{e + a_1/2a_2}, & \text{если } \frac{p_{\text{ф}}}{a_2} = \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2, \end{cases}$$

где

$$A = \sqrt{\left|\frac{p_{\text{ф}}}{a_2} - \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2\right|}, \quad \tilde{A} = \begin{cases} A, \text{ если } A \neq 0, \\ 1, \text{ если } A = 0. \end{cases}$$

Далее, из уравнения (27) получим

$$W\rho c_v T = (W\rho c_v T)_{\text{нач}} + S_{\text{т}}\rho_{\text{т}} H_{\text{т}} e - \\ - (F/u_1)^2 e^2/2m + I(e), \tag{43}$$

где

$$I(e) = \begin{cases} e \operatorname{arctg}(e/A) - 2A\ln[1+(e/A)^2], \\ \qquad\qquad \text{если } B > 0; \\ [(e+A)/2]\ln(e+A) + \\ \ + [(e-A)/2]\ln(A-e) - A\ln A, \\ \qquad\qquad \text{если } B < 0; \\ A_1[2a_2e/a_1 - \ln(1+2a_2e/a_1)], \\ \qquad\qquad \text{если } B = 0; \end{cases}$$

$$B = \frac{p_{\text{ф}}}{a_2} - \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2; \quad A_1 = \frac{F}{u_1^2}\,\frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{ma_2}.$$

Если правую часть уравнения (43) вновь обозначить через $\theta(e)$, то вид выражения для $p$ (формула (35)) сохранится, а для расчета объема $W$ вновь получим уравнение (36), в котором

$$\varphi_1(e) = \frac{1}{\varkappa - 1}\,\frac{F}{u}\,\frac{1}{\theta(e)}\Big[-\frac{F}{u_1}\,\frac{e}{m} + \frac{Fp_a + \Phi_{\text{тр}}}{mu_1\tilde{A}}\,\tilde{\theta}(e)\Big], \tag{37б}$$

а $\varphi_2(e)$ определяется выражением (38).

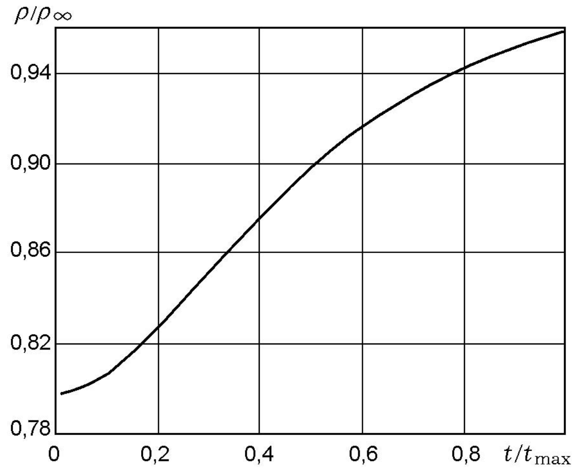
При необходимости дальнейшего уточнения полученных результатов выражение (41) можно не менять, а только корректировать величины $a_1$ и $a_2$. Процесс вычислений быстро сходится. После этого следует решить уравнение

$$t = \frac{1}{u_1}\int\limits_0^e \frac{d\xi}{p(\xi)} \tag{44}$$

и при известной зависимости $p(e)$ (35) установить связь между $e$ и $t$.

Воспользуемся полученными соотношениями и рассчитаем несколько примеров. Рассмотрим орудие калибра 152 мм, масса снаряда 43,5 кг. Начальный свободный объем 0,00565 м$^3$. Давление форсирования 7,0 МПа, давление требуемое 222 МПа. Топливо имеет следующие параметры: $\rho_{\text{т}} = 1620$ кг/м$^3$, коэффициент скорости горения $6{,}83 \cdot 10^{-10}$ (м$^3$·с)/кг, «сила пороха» 1108530 м$^2$/с$^2$, $T_v = 3068$ К, $\varkappa = 1{,}25$, $\alpha = 1{,}02 \cdot 10^{-3}$ м$^3$/кг.

Пусть поверхность горения для форсированного достижения требуемого давления равна $S_{\text{нач}} = 40{,}82$ м$^2$. Тогда требуемое давление можно достичь за 0,000372 с. Пусть в этот момент поверхность горения уменьшается скачком, чтобы обеспечить дальнейшее постоянство давления [2]. В момент достижения




Относительное изменение плотности в заснарядном пространстве орудия в зависимости от относительного времени:

$t_{\max}$ — время горения заряда, $\rho_\infty$ — плотность, реализующаяся в заснарядном пространстве, если одновременно постоянны $p$ и $\rho$

$p = p'$ согласно расчету $\tilde{T}_{st} = 3046$ К (это значение оказалось между $T_p$ и $T_v$, но ближе к $T_v$). Плотность $\tilde{\rho}_{st}$ составила 164,64 кг/м$^3$; $\rho_\infty \approx 200$ кг/м$^3$, и этой плотности соответствует $T_\infty = 2400$ К.

Как видим, $\tilde{T}_{st} > T_\infty$ и в квазистационарных условиях $\tilde{T}_{st}$ постепенно убывает до значения меньше $T_p$, что соответствует значению, получаемому по формуле (17). При этом $\chi = 1{,}105$.

Плотность $\tilde{\rho}_{st}$ меньше $\rho_\infty$ и со временем возрастает. Если время горения заряда составляет $\approx 0{,}005$ с, то к этому времени плотность (см. рисунок) успевает достичь значения $0{,}96\rho_\infty$. Если значение поверхности горения $S_{\text{нач}}$ менять, то будут меняться и внутрибаллистические параметры при достижении $p = p'$: время $\tilde{t}_{st}$, величина сгоревшего свода $\tilde{e}_{st}$ и скорость движения снаряда (см. таблицу, где $p = p' = 222$ МПа). В случае, когда $S_{\text{нач}}$ уменьшается в четыре раза, время, как видно из таблицы, увеличивается в $\approx 4{,}4$ раза и при $S_{\text{нач}} = 10{,}205$ м$^2$ составляет 32,6 %

| $S_{\text{нач}}$, м$^2$ | $\tilde{t}_{st}$, с | $\tilde{e}_{st}$, мм | $\tilde{v}_{st}$, м/с |
|---|---|---|---|
| 10,205 | 0,00163 | 0,0632 | 38,404 |
| 20,41 | 0,000748 | 0,0303 | 18,410 |
| 40,82 | 0,000372 | 0,0150 | 9,114 |

полного времени горения заряда, если его принять равным 0,005 с. Примерно во столько же раз возрастают величина сгоревшего свода $\tilde{e}_{st}$ и скорость движения снаряда $\tilde{v}_{st}$. Напротив, температура продуктов сгорания $\tilde{T}_{st}$ и их плотность $\tilde{\rho}_{st}$ изменяются менее интенсивно: температура уменьшается лишь на 0,62 %, а плотность возрастает на 0,51 %. Незначительно изменяется и свободный объем: увеличивается на $\approx$ 4,59 %. Примерно на столько же (5,13 %) возрастает и масса продуктов сгорания в заснарядном пространстве орудия.

Итак, рассмотренный в статье расчетный случай изменения среднего давления в заснарядном пространстве ствола орудия специфичен тем, что давление сначала монотонно нарастает до некоторого заданного уровня, а затем остается постоянным.

Используя эти два условия, удалось найти аналитическое решение задачи о расчете внутрибаллистических параметров при переменном давлении, не пренебрегая при этом трением и противодавлением. Для участка кривой $p(t)$, где давление постоянно, также получено аналитическое решение и показано, что температура и плотность продуктов сгорания в этих условиях стремятся со временем к значениям, реализующимся в случае, когда постоянно не только давление, но и плотность.

По полученным соотношениям рассчитано несколько примеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. С.** Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
2. **Липанов А. М.** Условия стационарности физико-химических процессов в заснарядном пространстве орудия // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 2. С. 144–152.
3. **Дроздов Н. Ф.** Решение задач внутренней баллистики для бездымного пироксилинового пороха // Артиллерийский журн. 1903. № 5.

*Поступила в редакцию 6/V 2000 г.*