

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1974, 10, 3, 445.
2. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев, В. А. Селезнев. ФГВ, 1976, 12, 2, 286.
3. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1977, 13, 2, 186.
4. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
5. А. Г. Мержанов. Вестн. АН СССР, 1976, 10, 76.
6. И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1974, 10, 1, 4.
7. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1974, 10, 2, 201.
8. А. Т. Акопян, С. К. Долуханян, И. П. Боровинская. ФГВ, 1978, 14, 3, 70.
9. В. М. Маслов, А. С. Неганов и др. ФГВ, 1978, 14, 6, 73.
10. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. Черногоровка, 1975.
11. П. Ф. Похид, В. М. Мальцев, В. М. Зайцев. Методы исследования процессов горения и детонации. М., Наука, 1969.
12. А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6, 1130.
13. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1977, 236, 5, 1133.
14. A. G. Merzhanov. Fourth Symposium on chemical problems connected with the stability of explosives. Mölle, Sweden, May 31—June 2, 1976, p. 381.
15. Б. Н. Хайкин.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. Черногоровка, 1975.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЯЩЕГО ПОРОХА

Ю. В. Чернов

(Москва)

Температура поверхности пороха T_s — одна из его важнейших физических характеристик. Интересной представляется выдвинутая в [1] гипотеза об однозначной зависимости скорости горения от T_s . При ее подтверждении возможен переход от эмпирического закона горения в форме зависимости от давления $u(p)$ к закону горения $u(T_s)$. Зависимость $u(T_s)$ лучше, чем $u(p)$ отражает физическую сущность процесса горения, и его использование совместно с уравнением теплопроводности для конденсированной фазы пороха позволяет достаточно конкретно решать нестационарные задачи горения пороха. Однако до настоящего времени нет надежных данных по температурам на поверхности горения порохов, а известные методики их определения сложны, несовершенны и трудоемки.

Впервые температура на поверхности горения пороха определена в [2] для горящих при атмосферном давлении пироксилинового и нитроглицеринового порохов путем калориметрирования в воде калориметрического сосуда образцов пороха. Позднее работы велись в двух направлениях: разрабатывались зондовые и оптические методы непосредственной регистрации T_s . Обзор этих работ имеется в [3]. Анализ точности зондовых измерений T_s выявил наличие методической погрешности, приводящей к существенному искажению температурного профиля в порохе [4]. Несмотря на большие потенциальные возможности, имеющиеся практические реализации оптического метода [3] (как со стороны газовой, так и со стороны конденсированной фаз) не позволяют отдать ему предпочтение по сравнению с зондовым методом. Поэтому необходим дальнейший поиск путей более точного определения температуры поверхности горения порохов.

Исследование путей повышения точности зондового и оптического методов непосредственной регистрации T_s , особенно в области умеренных скоростей горения, приводит к заключению, что в этих направлениях не-

обходимо преодолеть серьезные технические трудности. В то же время можно повысить точность определения T_s на базе принципиально новой технической относительно несложной реализации идеи, заложенной в [2]. В данной статье на основе машинного эксперимента исследуются потенциальные возможности, которые может обеспечить предлагаемая методика определения T_s .

Температура на поверхности горения пороха в [2] определялась по аккумулярованному в прогревом слое теплу $Q(u_0)$ с использованием стационарного температурного распределения, описываемого уравнением Михельсона

$$T(x) - T_n = (T_s - T_n) \exp(-u_0/a \cdot x), \quad (1)$$

где T_n — температура на большом удалении от поверхности горения (начальная температура); u_0 — стационарная скорость горения; x — координата, отсчитываемая в порохе от поверхности горения; a — коэффициент температуропроводности пороха. Этот метод можно назвать калориметрическим. Его несомненное достоинство состоит в отсутствии нежелательных искажений температурного профиля прогреваемого слоя, являющихся основным источником погрешности методов непосредственной регистрации T_s .

Составные этапы калориметрического метода: гашение пороха и определение $Q(u_0)$. Гашение порохов (по крайней мере, баллистических) не представляет непреодолимых технических трудностей. Однако непосредственное калориметрирование запасенного в прогревом слое тепла легко реализовать лишь в случае горения пороха при давлении, равном давлению окружающей среды. При больших давлениях непосредственное калориметрирование сопряжено с техническими трудностями, поэтому такие эксперименты не проводились. Однако имеется возможность преодолеть это затруднение.

Предлагаемое усовершенствование методики эксперимента основано на следующих физических соображениях. После гашения пороха тепло, аккумулярованное в сравнительно небольшом околоповерхностном слое, распространяется в глубь заряда. Если зарегистрировать изменение температуры в какой-либо точке внутри заряда, то это позволит восстановить профиль (1) и, следовательно, определить T_s на поверхности горения. Такую регистрацию легко осуществить с помощью зонда, заделанного в порох перед экспериментом. Таким образом, процедура непосредственного калориметрирования вообще исключается.

Для получения рабочих расчетных соотношений рассмотрим сначала упрощенную плоскую задачу теплопроводности для полупространства, моделирующего образец пороха после гашения. Полагаем, что возмущающее влияние плоского зонда невелико и его присутствие не вносит искажений в процесс распространения тепла (толщина зонда равна нулю). Полагаем также, что, начиная с момента $t = 0$, скорость движения границы (скорость горения) равна нулю. Конкретность этих допущений будет в дальнейшем исследована.

С учетом сказанного задача теплопроводности в системе координат, начало которой совмещено с поверхностью горения пороха в момент времени $t = 0$, примет вид

$$\begin{aligned} \partial T(y, t) / \partial t &= a \cdot \partial^2 T(y, t) / \partial y^2 \quad (t > 0, \infty \geq y \geq 0), \\ \lambda \cdot \partial T(0, t) / \partial y &= 0, \quad \lambda \cdot \partial T(\infty, t) / \partial y = 0, \\ T(y, 0) - T_n &= (T_s - T_n) \exp(-u_0/a \cdot y), \end{aligned} \quad (2)$$

где $T_s = T(0, 0)$; u_0 — стационарная скорость горения перед гашением; T_n — начальная температура. Система уравнений (2) допускает аналитическое решение. Решая преобразованную по Лапласу систему (2) отно-

нительно изображения температуры $T(y, s)$, получим

$$T(y, s) - \frac{T_H}{s} = (T_s - T_H) \frac{u_0}{\sqrt{a}} \exp\left(-\frac{u_0}{\sqrt{a}} y\right) \frac{1}{\sqrt{s}\left(\frac{u_0^2}{a} - s\right)} + \\ + C_1 \exp \sqrt{\frac{s}{a}} y + C_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{a}} y\right), \quad (3)$$

где s — комплексная переменная. Используя условия при $y \rightarrow \infty$ и $y \rightarrow 0$, получим соответственно

$$C_1 = 0, \quad C_2 = (T_s - T_H) \frac{u_0^2}{a} \frac{1}{s(s - u_0^2/a)}.$$

Подставляя C_1 и C_2 в (3), получим решение задачи (2) в изображениях

$$T(y, s) - \frac{T_H}{s} = (T_s - T_H) \frac{u_0^2}{a} \frac{\exp(-\sqrt{s/a} \cdot y)}{s(s - u_0^2/a)} - \\ - (T_s - T_H) \frac{u_0}{\sqrt{a}} \frac{\exp(-u_0/a \cdot y)}{\sqrt{s}(s - u_0^2/a)}. \quad (4)$$

Переходя в (4) к оригиналу, будем иметь

$$T(y, t) - T_H = (T_s - T_H) \exp(u_0^2/a \cdot t) \left[\exp\left(-\frac{u_0}{a} y\right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{u_0}{a} y\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{at}} - \frac{u_0}{\sqrt{a}} \sqrt{t}\right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{u_0}{a} y\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{at}} + \frac{u_0}{\sqrt{a}} \sqrt{t}\right) \right]. \quad (5)$$

Уравнение (5) разрешается относительно T_s и, таким образом, позволяет по зарегистрированному в координате y в любой момент времени t значению температуры $T(y, t)$ определить искомую величину T_s температуры на поверхности в момент времени $t=0$.

Введем новые переменные $\tau = u_0/\sqrt{a} \cdot \sqrt{t}$, $\zeta = u_0/a \cdot y$ и $\Theta = [T(y, t) - T_H]/(T_s - T_H)$. Уравнение (5) в новых обозначениях примет вид

$$\Theta = \exp(\tau^2) [\exp(-\zeta) - 1/2 \cdot \exp(-\zeta) \operatorname{erfc}(\zeta/2\tau - \tau) + \\ + 1/2 \cdot \exp(\zeta) \operatorname{erfc}(\zeta/2\tau + \tau)]. \quad (6)$$

Функция Θ имеет экстремум по τ при фиксированном значении ζ . Это позволяет по зарегистрированному зондом времени достижения максимума температуры определить его местонахождение (координату) относительно поверхности. Расчет по формуле (6) неудобен при больших значениях аргументов ζ и τ , поэтому преобразуем ее. Используя свойство нечетности функции ошибок, из (6) можно получить выражение

$$\Theta = 1/2 \cdot \exp(\tau^2 + \zeta) [\exp(-2\zeta) \operatorname{erfc}(\tau - \zeta/2\tau) + \operatorname{erfc}(\tau + \zeta/2\tau)]. \quad (7)$$

При больших значениях аргументов имеет место асимптотическая формула [5]

$$\operatorname{erfc} \eta = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\eta^2) \left[\frac{1}{\eta} - \frac{1}{2\eta^3} + \frac{1 \cdot 3}{2^2 \eta^5} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2^3 \eta^7} \dots \right] = \\ = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\eta^2) \varphi(\eta). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получим

$$\Theta = 1/2\sqrt{\pi} \cdot \exp(-\zeta^2/4\tau^2) [\varphi(\tau - \zeta/2\tau) + \varphi(\tau + \zeta/2\tau)]. \quad (9)$$

Формула (9) удобна для расчетов при больших значениях ξ и τ . Для нахождения экстремумов функции Θ по τ при фиксированных значениях ξ продифференцируем (6) по τ и приравняем производную нулю. После несложных преобразований можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\tau}{2} \left[\exp(-2\xi) \operatorname{erfc} \left(\tau - 2\frac{\xi}{2\tau} \right) + \operatorname{erfc} \left(\tau + \frac{\xi}{2\tau} \right) \right] = \frac{1}{\pi} \exp \left[- \left(\tau + \frac{\xi}{2\tau} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Подставляя асимптотические формулы (8) для функций $\operatorname{erfc} \eta$ в это уравнение, получим

$$\tau [\varphi(\tau - \xi/2\tau) + \varphi(\tau + \xi/2\tau)] = 2. \quad (11)$$

Уравнения (10) и (11) позволяют рассчитать время достижения температурой Θ максимальных значений в области малых и больших значений ξ .

Уравнение (6) описывает предельный случай, когда толщина зонда бесконечно мала. Для представляющих практический интерес толщин зондов необходимо учитывать возмущающее влияние зонда и систему (2) следует дополнить уравнениями, описывающими распространение тепла в окрестности зонда. В этом случае можно принять теплопроводность зонда бесконечно большой по сравнению с теплопроводностью пороха. Тогда, согласно [4], в решение задачи, кроме величин Θ , ξ и τ , войдет еще безразмерный параметр зонда $\kappa = u_0/\lambda \cdot C_z \gamma_z \delta_z$, где C_z , γ_z , δ_z соответственно теплоемкость, плотность и толщина зонда.

Решение рассмотренной выше задачи теплопроводности для $\kappa = 0, 2, 5$ и 10 в области $15 \geq \xi \geq 5$ можно представить в виде следующих аппроксимирующих зависимостей:

$$\begin{aligned} \kappa = 0: & \quad \tau(\xi) = 3,345 + 0,73(\xi - 5), \\ & \quad \Theta(\xi) = 2,244 \cdot 10^{-1} - 3,689 \cdot 10^{-2}\xi + 2,561 \cdot 10^{-3}\xi^2 - 6,392 \cdot 10^{-5}\xi^3; \\ \kappa = 2: & \quad \tau(\xi) = 3,6 + 0,717(\xi - 5), \\ & \quad \Theta(\xi) = 2,144 \cdot 10^{-1} - 3,465 \cdot 10^{-2}\xi + 2,438 \cdot 10^{-3}\xi^2 - 6,191 \cdot 10^{-5}\xi^3; \\ \kappa = 5: & \quad \tau(\xi) = 3,78 + 0,722(\xi - 5), \\ & \quad \Theta(\xi) = 1,888 \cdot 10^{-1} - 2,971 \cdot 10^{-2}\xi + 2,046 \cdot 10^{-3}\xi^2 - 5,129 \cdot 10^{-5}\xi^3; \\ \kappa = 10: & \quad \tau(\xi) = 4,0 + 0,725(\xi - 5), \\ & \quad \Theta(\xi) = 1,593 \cdot 10^{-1} - 2,349 \cdot 10^{-2}\xi + 1,564 \cdot 10^{-3}\xi^2 - 3,839 \cdot 10^{-5}\xi^3. \end{aligned} \quad (12)$$

График функций $\tau(\xi)$ и $\Theta(\xi)$ (моментов достижения максимума температуры и величин этих максимумов) для $\kappa = 0$ и $\kappa = 10$ представлен на рис. 1. Видно, что с увеличением ξ все решения при различных κ и стремятся к решению при $\kappa = 0$. Это обстоятельство имеет простое физическое объяснение: с увеличением ξ уменьшается градиент температуры, а это приводит к уменьшению степени искажения зондом температурного профиля.

Зависимость $\tau(\xi)$ физически выражает время распространения тепловой волны в твердом теле, которое пропорционально l^2/a , где l — путь волны. Поэтому при $\kappa = 0$ функция $\tau(\xi)$ в области больших значений ξ описывается уравнением прямой линии. В области небольших значений ξ функция $\tau(\xi)$ нелинейна. Эта нелинейность связана, по-видимому, с перестройкой экспоненциального начального профиля в профиль, описывающий распространение тепла в полуограниченном теле. Наличие зонда в порохе приводит к уменьшению максимальных значений $\Theta(\xi)$ и увеличению времени их достижения. Аппроксимация в (12) функций $\tau(\xi)$ уравнением прямой для $\kappa \neq 0$ сделана по аналогии со случаем $\kappa = 0$ и непосредственного физического обоснования не имеет.

Особое внимание при расчетах функций $\Theta(\xi)$ и $\tau(\xi)$ обращалось на уменьшение вычислительных погрешностей. Все расчетные значения этих функций для $\kappa \neq 0$ получены численным интегрированием. Интегрирование системы уравнений теплопроводности выполнено по неявной

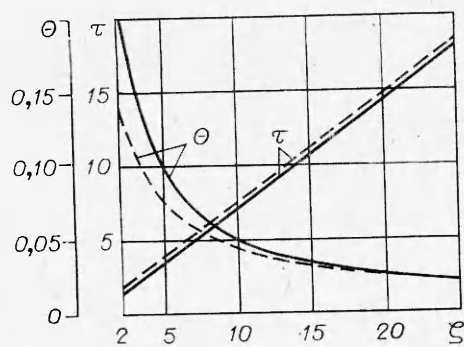


Рис. 1. Графики безразмерных максимальных температур зонда $\Theta(\xi)$ и моментов достижения этих максимумов $\tau(\xi)$.

— $\kappa = 0$; - - - $\kappa = 10$.

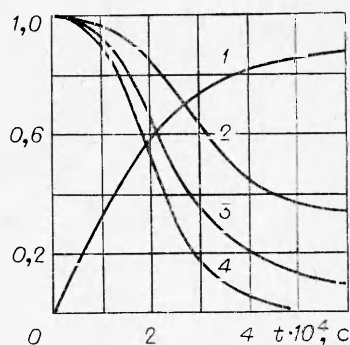


Рис. 2. Изменение параметров (в относительных единицах) в процессе спада давления при $u_0 = 10$ мм/с, $\kappa = 10$, $\xi = 11$.

1 — выгоревший слой пороха x/x_{\max} , 2 — температура газа $(T(t)/T_0)$; 3 — скорость горения $(u(t)/u_0)$; 4 — давление и плотность теплового потока $(p(t)/p_0, q(t)/q_0)$.

разностной схеме, причем шаги по пространственной и временной координатам в программе расчета выбирались автоматически, исходя из условия сохранения площади под кривой $T(y, t) = f(y)$ с погрешностью, не превышающей 0,5%. Это обеспечило согласование численного и аналитического решений (при $\kappa = 0$) по $\Theta(\xi)$ и $\tau(\xi)$ с погрешностями, не превышающими 0,5 и 1% соответственно. По-видимому, эту оценку точности можно распространить на все расчеты.

Решения (12) получены для идеализированной модели. Некорректность принятой физической модели заключается в том, что скорость горения не уменьшается до нуля мгновенно. Кроме того, при расчетах $\Theta(\xi)$ и $\tau(\xi)$ не учтены плотности тепловых потоков на поверхности, поскольку не ясно, как их задать. Исследовать эти вопросы удобно в машинном эксперименте, заключающемся в решении системы уравнений, описывающей процесс гашения пороха.

Рассмотрим простейший метод гашения, состоящий в резком сбросе давления. Пусть торцевой заряд баллистического пороха горит при давлении p_0 в камере со свободным объемом W и критическим сечением d_0 . В момент времени $t = 0$ происходит отделение соплового блока от камеры и его свободное перемещение под действием давления пороховых газов. Достаточно быстрый спад давления до величины, равной давлению окружающей среды p_n , приведет к погасанию пороха. В процессе сброса давления скорость горения будет уменьшаться до нуля в течение некоторого времени. Положим, что скорость горения на переходном режиме однозначно описывается законом $u[T_s(t)]$. Спад давления будет сопровождаться также уменьшением плотности теплового потока на поверхности горения. Найти точное значение этой функции затруднительно, но можно легко сделать оценки предельных значений. Верхним предельным значением функции плотности теплового потока $q(t)_{\max}$ будет значение этой функции для квазистационарного горения при любом текущем давлении в камере. Нижним предельным значением без учета уменьшения тепловыделения в газовой фазе будет

$$q(t)_{\min} = q(t)_{\max} [T(t) - T_s(t)] / [T_0 - T_s(t)],$$

где $T(t)$ — среднеобъемная температура газа; $T_s(t)$ — температура на поверхности горения, а T_0 — температура горения пороха. Допущения относительно плотности теплового потока на поверхности горения отражают факт безынерционности газовой фазы по сравнению с инерционностью

к-фазы пороха и пропорциональность плотности теплового потока на поверхности пороха. Последнее допущение оправдано тем, что основная часть тепла в прогретый слой поставляется газовой фазой. Решение ведется при осредненных по объему параметрах, что, по-видимому, допустимо ввиду небольших размеров камеры (несколько десятков миллиметров в длину и по диаметру).

Система уравнений с краевыми условиями имеет вид

$$\left. \begin{aligned} (k-1) su(t) \gamma Q_{ж} &= kRG(t) T(t) + W \cdot dp(t)/dt, \\ su(t) \gamma - G(t) &= d\omega(t)/dt, \\ p(t) W &= \omega(t) RT(t); \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$m \cdot dV(t)/dt = s_1 p(t); \quad (14)$$

$$\delta(t) = \delta_0 + \pi d \int_0^t V(t) dt; \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} a \cdot \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2} + u(t) \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial x} &= \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} \quad (t > 0, h(t) \geq x \geq 0); \\ a \cdot \frac{\partial^2 T_2(y, t)}{\partial y^2} &= \frac{\partial T_2(y, t)}{\partial t} \quad (t > 0, \infty \geq y \geq h_H), \\ q(t) &= -\lambda \cdot \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = \frac{\lambda}{a} \cdot u[p(t)] \{T_s[p(t)] - T_H\} \cdot \varphi(t), \\ \lambda \frac{\partial T_1[h(t), t]}{\partial x} &= c_z \gamma_z \delta_z \frac{dT_z(t)}{dt} + \lambda \frac{\partial T_2(h_H, t)}{\partial y}, \\ \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} T_1(x, 0) &= f(x), \quad T_2(y, 0) = f(y); \\ V(0) &= 0, \quad p(0) = p_0, \quad T(0) = T_0, \quad u(0) = u_0; \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} u(t) &= k_1 \exp[-B/T_s(t)], \\ u[p(t)] &= u_1 p(t)^{\nu}; \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} G(t) &= \frac{\delta(t) p(t)}{\sqrt{RT(t)}} \sqrt{kg \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \quad \text{при} \quad \frac{p_H}{p(t)} < \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \\ G(t) &= \delta(t) p(t) \sqrt{\frac{2kg}{(k-1)RT(t)} \left[\left(\frac{p_H}{p(t)}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_H}{p(t)}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \\ &\quad \text{при} \quad \frac{p_H}{p(t)} > \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$h(t) = h_H - \int_0^t u(t) dt,$$

$$\varphi(t)_{\max} = 1, \quad \varphi(t)_{\min} = [T(t) - T_s(t)]/[T_0 - T_s(t)],$$

$$T_z(t) \equiv T_1[h(t), t] = T_2(h_H, t), \quad T_s(t) \equiv T_1(0, t).$$

В системе уравнений (13)–(19) приняты следующие обозначения: k — показатель адиабаты; s — поверхность горения; γ — плотность пороха; $Q_{ж}$ — калорийность пороха; g — ускорение силы тяжести; R — газовая постоянная; m — масса соплового блока; s_1 — площадь поперечного сечения соплового блока, на которую воздействует пороховой газ после начала движения блока; d — внутренний диаметр камеры и соплового блока по месту разъема; u_1, k_1, B — константы в законах горения; $c_z, \gamma_z,$

$\Theta(\xi)$				$\tau(\xi)$					
ξ	Идеализированные условия	u_0 , мм/с			ξ	Идеализированные условия	u_0 , мм/с		
		5	10	20			5	10	20
5	0,0967	0,0915	0,095	0,106	5	3,414	3,32	3,27	3,05
	0,0763	0,0716	0,0747	0,081		4,0	3,9	3,815	3,615
11	0,044	0,041	0,045	0,0447	11	7,715	7,58	7,5	7,3
	0,0392	0,0359	0,037	0,0399		8,35	8,2	8,12	7,9
15	0,032	0,0295	0,0305	0,0322	15	10,56	10,31	10,26	10,1
	0,0296	0,027	0,028	0,0294		11,25	10,97	10,89	10,7

Примечание. В числителе приведены результаты при $\kappa=0$, знаменателе — при $\kappa=10$.

δ_z — теплоемкость, плотность и толщина зонда; x — координата, отсчитываемая в порохе в подвижной системе координат, начало которой совмещено с поверхностью горения; y — координата, отсчитываемая в порохе в неподвижной системе координат, начало которой совмещено с поверхностью горения в момент времени $t=0$ (начало сброса давления); h_n — начальное положение зонда относительно поверхности горения (при $t=0$); λ , a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности пороха; ν — показатель в законе горения. Уравнения (13) являются соответственно уравнениями законов сохранения энергии, вещества и уравнением состояния газа [6]; (14), (15) описывают движение соплового блока и изменение площади критического сечения; (16) — процесс распространения тепла в порохе, содержащем металлический зонд; (17) — начальные условия для уравнений газовой динамики, а (18) — законы горения.

Начальное распределение температуры $T_1(x, 0)$ и $T_2(y, 0)$ можно задать, используя (1), но удобнее при наличии зонда в порохе формулы

$$T_1(x) - T_n = [T_s(0) - T_n] \frac{\operatorname{ch} \frac{u_0}{a} (h_n - x) + \operatorname{sh} \frac{u_0}{a} (h_n - x) \left[1 + \frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z \right]}{\operatorname{sh} \frac{u_0}{a} h_n + \operatorname{ch} \frac{u_0}{a} h_n \left[1 + \frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z \right]}$$

$$T_2(y) - T_n = [T_s(0) - T_n] \frac{\exp \frac{u_0}{a} (h_n - y)}{\operatorname{sh} \frac{u_0}{a} h_n + \operatorname{ch} \frac{u_0}{a} h_n \left[1 + \frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z \right]}$$

Численное интегрирование системы уравнений (13) выполнено при следующих исходных данных: $\lambda = 0,23$ Вт/(м·град), $a = 10^{-7}$ м²/с, $\gamma = 1600$ кг/см³, $T_0 = 2350$ К, $k = 1,25$, $R = 32$ м/град, $Q_{ж} = 3,68 \cdot 10^6$ Дж/кг, $d = 0,04$ м, $W = 2 \cdot 10^{-5}$ м³, $m = 0,1$ кг, $k_1 = 7$ м/с, $B = 4790$ К, $u_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ м/с, $\nu = 0,71$. Значения k_1 и B получены обработкой экспериментальных данных работы [7].

Для иллюстрации на рис. 2 приведены результаты расчета поведения основных параметров при сбросе давления. Сопоставление результатов решения задачи (13)—(19) с решением идеализированной задачи по $\Theta(\xi)$ и $\tau(\xi)$ приводится в таблице, откуда следует, что при больших скоростях горения степень согласования обоих решений выше, чем при малых и расхождение находится в пределах 5%. Видно также, что с увеличением ξ решения для различных κ стремятся к решению для $\kappa=0$, поэтому в области больших ξ ($\xi > 15$) можно пользоваться формулами (9) и (11).

В задаче (13)—(19) записаны два предельных условия по плотности теплового потока. Расчет по обоим условиям в пределах точности

счета не выявил различия конечных результатов. Это объясняется, по-видимому, тем, что уменьшение плотности теплового потока вследствие уменьшения градиента температуры в газовой фазе в основном определяется увеличением расстояния от ядра потока до поверхности, а уменьшение температуры в ядре на этот градиент влияет мало.

Исследование влияния начального объема на выходные характеристики $\Theta(\xi)$ и $\tau(\xi)$ показало, что в пределах точности расчетов при изменении объема в 4 раза заметного влияния не наблюдается. Был проведен также расчет для случая десятикратного увеличения массы соплового блока и свободного объема по сравнению с номинальными начальными условиями, определенными выше. В этом случае существенно увеличивается количество выгоревшего в процессе сброса давления пороха (при $u_0 = 5$ мм/с примерно в 3 раза), но на выходных характеристиках это не отражается.

Проведенные расчеты в первом приближении свидетельствуют о принципиальной возможности использования предлагаемой методики определения температуры T_s на поверхности горения пороха. Ожидаемая методическая погрешность может быть путем корректировочных расчетов задачи (13)—(19) обеспечена в пределах до 5%. По-видимому, эта методика может оказаться наиболее целесообразной в области умеренных скоростей горения — там, где зондовый метод непосредственной регистрации T_s наименее эффективен.

На основании изложенного методику определения T_s можно представить в следующем виде:

1) после гашения пороха регистрируется температура $T(x, t)$ зондом, находящимся на расстоянии x от поверхности в момент начала сброса давления;

2) определяется положение максимума зарегистрированной температурной функции и находятся соответствующие ему значения τ и ξ по уравнениям (12) или (11);

3) находится величина Θ по (9) или (12), а по Θ и известным $T(\xi, \tau)_{\max}$ и T_n определяется T_s .

Полученные результаты базируются на использовании простейшей модели горения пороха, не учитывающей такие факторы, как наличие зоны химических реакций в к-фазе, зависимость теплофизических характеристик от температуры, фазовые переходы. Очевидно, что принятая схема гашения не единственная и может оказаться не самой удобной. Кроме того, на точность метода окажут влияние не рассмотренные в статье факторы, которые выявятся при практической реализации. Поэтому в первую очередь необходима экспериментальная проверка метода.

Автор признателен В. С. Зарубину за обсуждение работы и критические замечания.

*Поступила в редакцию
24/IV 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2.
2. З. И. Аристова, О. И. Лейбуцкий. Докл. АН СССР, 1946, 54, 6.
3. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев, В. М. Зайцев. Методы исследования процессов горения и детонации. М., Наука, 1969.
4. Ю. В. Чернов. ФГВ, 1975, 11, 4.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., Высшая школа, 1967.
6. Б. В. Орлов, Г. Ю. Мазинг. Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе. М., Машиностроение, 1968.
7. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.