

**ЗАЖИГАНИЕ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА  
НАКАЛЕННЫМИ ПРОВОЛОЧКАМИ**

*В. Е. Зарко, С. С. Хлевной*

*(Новосибирск)*

Экспериментальные исследования зажигания баллиститного пороха светом в различных условиях [1, 2] подтвердили тепловую модель зажигания [3], которая заключается в том, что в момент зажигания скорость выделения тепла вследствие химических реакций, развивающихся в конденсированной фазе пороха, приравнивается скорости теплоотвода.

В данной работе излагаются результаты дальнейшей экспериментальной проверки этой модели зажигания на примере нагрева пороха тонкими проволочками, накаливаемыми электрическим током, так как известные в литературе исследования, проведенные в подобных условиях [4—6], не позволяют четко судить о механизме такого сложного физико-химического процесса, как зажигание.

Применение метода нагрева пороха накаливаемыми проволочками позволило исключить влияние прозрачности пороха, увеличить диапазон времен зажигания почти на два порядка и тем самым дополнить экспериментальный материал, накопленный в опытах со светом.

**ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЯ**

Предполагается, что бесконечный цилиндрический металлический проводник радиуса  $R$  находится в идеальном контакте с окружающим его порохом. В начальный момент порох и проводник находятся при одинаковой температуре  $T_0$ . Электрический ток, проходя через проводник, выделяет в нем джоулево тепло (тепловые источники постоянной мощности  $W_0$ , кал/см<sup>3</sup>·сек), которое нагревает проводник и среду. При этом ток является единственным источником тепла до тех пор, пока порох не нагреется до температуры, при которой он может реагировать, выделяя сравнимое с  $W_0$  количество тепла. Из опытов следует, что это обычно происходит при температуре 200°С и выше.

Как и в работе [3], предположим, что за время  $\tau < \tau_0$  ( $\tau_0$  — момент зажигания) порох нагревается как химически неактивное вещество. В момент  $\tau_0$  в прилегающем к проводнику тонком кольцевом слое пороха  $\Delta = r_0 - R$  достигается температура, при которой после выключения электрического тока химические реакции обеспечивают скорость тепловыделения  $Q_+$ , превышающую скорость всех возможных из этого слоя теплопотерь  $Q_-$  (рис. 1).

Таким образом, выполнение условия

$$Q_+ \geq Q_- \quad (1)$$

должно привести к зажиганию пороха.

Ширина зоны химической реакции  $\Delta = r_0 - R$  выбирается так, чтобы скорость реакции на поверхности  $r = r_0$  (где  $T = T_1$ ) была, например, в  $e$  раз меньше скорости реакции в месте контакта пороха с проводником  $r = R$  (где  $T = T_n$ ). Это условие приводит к очевидному соотношению между температурами  $T_n$  и  $T_1$  на границах зоны:

$$\frac{E}{R_0 T_n} + 1 = \frac{E}{R_0 T_1},$$

где  $E$  — энергия активации (кал/моль);  $R_0$  — универсальная газовая постоянная.

Как показано в [3], вместо этого равенства лучше применять соотношение

$$\gamma = \frac{t_1}{t_n} = \frac{T_1 - T_0}{T_n - T_0}, \quad (2)$$

в котором  $\gamma$  очень слабо зависит от  $T_n$  при заданных  $E$  и  $T_0$ . При известном распределении температуры в порохе ширина зоны  $\Delta$  может быть вычислена из этого соотношения. В рассматриваемом случае распределение температуры является решением дифференциального уравнения [7]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right), \quad r \geq R, \quad \tau > 0. \quad (3)$$

при краевых условиях

$$\lambda \frac{\partial t(R, \tau)}{\partial r} = -q_0 + \frac{c_1 \rho_1 R}{2} \frac{\partial t(R, \tau)}{\partial \tau},$$

$$t(r, 0) = 0,$$

$$t(\infty, \tau) = 0,$$

где  $c_1 \rho_1$  — объемная теплоемкость цилиндра;  $a$  и  $\lambda$  — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности пороха;  $q_0 = \frac{W_0 R}{2}$  — плотность теплового потока, кал/см<sup>2</sup> · сек, обязанного электрическому току;  $t = T - T_0$  — избыточная температура. Цилиндр считается идеальным проводником тепла.

Распределение температуры в порохе имеет вид:

$$t(r, \tau) = \frac{2q_0 R}{\pi \lambda} \int_0^\infty \frac{J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right) \varphi - Y_0\left(\mu \frac{r}{R}\right) \psi}{(\varphi^2 + \psi^2) \mu^2} \cdot [1 - \exp(-\mu^2 Fo)] d\mu, \quad (4)$$

где  $J_n(z)$  и  $Y_n(z)$  — функции Бесселя первого и второго рода;

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \xi \cdot \mu \cdot Y_0(\mu) - Y_1(\mu), \\ \psi &= \xi \cdot \mu \cdot J_0(\mu) - J_1(\mu), \\ Fo &= \frac{a \tau}{R^2}, \quad \xi = \frac{c_1 \rho_1}{2c \rho} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

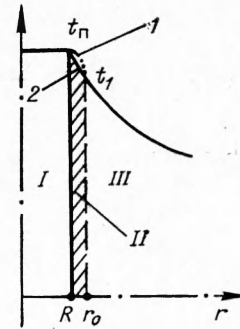


Рис. 1. К определению ширины зоны химической реакции.

I — проволока; II — порох; III — зона химической реакции в порохе. Распределение температуры: 1 — в реагирующей среде; 2 — в инертной среде.

Температура цилиндра равна

$$t_{\text{ц}}(\tau) = t(R, \tau) = \frac{\pi \cdot W_0 \cdot R^2}{\lambda} \cdot G(\xi, Fo) = \frac{2\pi q_0 R}{\lambda} \cdot G(\xi, Fo). \quad (6)$$

Функция

$$G(\xi, Fo) = \frac{2}{\pi^3} \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-\mu^2 Fo)}{\mu^3 (\varphi^2 + \psi^2)} d\mu \quad (7)$$

дана в работе [7], отдельные значения ее приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Значения функции $G(\xi, Fo)$ |       |       |       |       |      |       |       |       |       |
|-------------------------------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|-------|-------|
| Fo                            | $\xi$ |       |       |       | Fo   | $\xi$ |       |       |       |
|                               | 0,5   | 0,666 | 1,0   | 2,0   |      | 0,5   | 0,666 | 1,0   | 2,0   |
| 0,2                           | 0,035 | 0,030 | 0,023 | 0,013 | 2,0  | 0,138 | 0,130 | 0,117 | 0,087 |
| 0,3                           | 0,046 | 0,040 | 0,032 | 0,019 | 3,0  | 0,165 | 0,158 | 0,145 | 0,114 |
| 0,4                           | 0,056 | 0,050 | 0,040 | 0,025 | 4,0  | 0,184 | 0,178 | 0,166 | 0,136 |
| 0,5                           | 0,065 | 0,058 | 0,047 | 0,030 | 5,0  | 0,200 | 0,195 | 0,184 | 0,155 |
| 0,6                           | 0,073 | 0,065 | 0,054 | 0,035 | 6,0  | 0,214 | 0,208 | 0,198 | 0,170 |
| 0,7                           | 0,080 | 0,072 | 0,060 | 0,039 | 7,0  | 0,225 | 0,220 | 0,211 | 0,184 |
| 0,8                           | 0,086 | 0,078 | 0,066 | 0,044 | 8,0  | 0,235 | 0,230 | 0,222 | 0,196 |
| 0,9                           | 0,092 | 0,085 | 0,071 | 0,048 | 9,0  | 0,244 | 0,240 | 0,231 | 0,207 |
| 1,0                           | 0,098 | 0,090 | 0,077 | 0,052 | 10,0 | 0,252 | 0,248 | 0,240 | 0,217 |

Для  $Fo < 0,2$

$$G(\xi, Fo) = \frac{1}{2\pi\xi} \cdot \left[ Fo - \frac{4 Fo^{3/2}}{3\xi \pi^{1/2}} + O(Fo^2) \right],$$

для  $Fo > 20$

$$G(\xi, Fo) = \frac{1}{4\pi} \left[ \left( 1 - \frac{2\xi - 1}{2Fo} \right) \cdot \ln \frac{4Fo}{C} + \frac{1}{2Fo} \right],$$

где  $C=1,7811$  — постоянная Эйлера.

Так как при зажигании осуществляется небольшое превращение вещества, можно записать:

$$Q_+ = \pi (r_0^2 - R^2) \cdot k_0 \cdot Q_1 \rho \cdot \exp\left(-\frac{E}{R_0 T_{\text{н}}}\right), \quad (8)$$

где  $Q_1$  — удельный тепловой эффект реакции, кал/г;

$k_0$  — предэкспоненциальный множитель, 1/сек;

$T_{\text{н}} = t_{\text{ц}}(\tau_0) + T_0 = t_{\text{н}} + T_0$ .

Согласно Зельдовичу [8], градиент температуры на границе реакционноспособного вещества с накалиной поверхностью при зажигании трансформируется из отрицательного в положительный. Это означает, что в момент зажигания (в это время ток отключается) проволока не нагревается и тепло от химических источников расходуется лишь на прогрев пороха. Расчет показывает, что искривление температурного

профиля внутри зоны химической реакции вследствие действия химических источников слабо изменяет градиент температуры на конце зоны (при  $r=r_0$ ). Следовательно, скорость теплотер при заживании равна

$$Q_- = - 2\pi r_0 \cdot \lambda \cdot \frac{\partial t(r_0, \tau_0)}{\partial r}$$

Согласно расчетам, с погрешностью не более 4-5% можно сделать замену

$$r_0 \frac{\partial t(r_0, \tau_0)}{\partial r} \cong R \cdot \frac{\partial t(R, \tau_0)}{\partial r}.$$

Тогда, используя граничное условие (3), получаем:

$$Q_- = - 2\pi R \lambda \frac{\partial t(R, \tau_0)}{\partial r} = 2\pi R \left[ q_0 - \frac{c_1 \rho_1 R}{2} \cdot \frac{\partial t_n}{\partial \tau} \right],$$

где производная  $\frac{\partial t_n}{\partial \tau}$  вычисляется из (6) и равна

$$\frac{\partial t_n}{\partial \tau} = \frac{2\pi q_0}{c \rho R} \cdot \frac{\partial G(\xi, Fo_*)}{\partial Fo}; \left( Fo_* = \frac{a \tau_0}{R^2} \right). \quad (9)$$

Можно показать [7], что

$$\frac{\partial G}{\partial Fo} = \frac{1}{2\pi \xi} \cdot F(\xi, Fo), \quad (10)$$

где функция

$$F(\xi, Fo) = \frac{4\xi}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{\exp(-\mu^2 Fo)}{\mu(\varphi^2 + \psi^2)} d\mu,$$

значения которой в интервале  $0,2 \leq Fo \leq 20$  приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения функции  $F(\xi, Fo)$

| Fo  | $\xi$ |       |       |       | Fo   | $\xi$ |       |       |       |
|-----|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|-------|-------|
|     | 0,5   | 0,666 | 1,0   | 2,0   |      | 0,5   | 0,666 | 1,0   | 2,0   |
| 0,2 | 0,401 | 0,482 | 0,595 | 0,757 | 1,0  | 0,166 | 0,221 | 0,317 | 0,514 |
| 0,3 | 0,335 | 0,414 | 0,529 | 0,707 | 2,0  | 0,099 | 0,135 | 0,206 | 0,381 |
| 0,4 | 0,290 | 0,365 | 0,480 | 0,668 | 3,0  | 0,071 | 0,098 | 0,152 | 0,302 |
| 0,5 | 0,257 | 0,328 | 0,440 | 0,634 | 4,0  | 0,055 | 0,076 | 0,120 | 0,250 |
| 0,6 | 0,231 | 0,298 | 0,408 | 0,604 | 5,0  | 0,045 | 0,062 | 0,099 | 0,212 |
| 0,7 | 0,210 | 0,274 | 0,380 | 0,578 | 6,0  | 0,038 | 0,053 | 0,084 | 0,184 |
| 0,8 | 0,193 | 0,253 | 0,357 | 0,555 | 7,0  | 0,033 | 0,046 | 0,073 | 0,162 |
| 0,9 | 0,179 | 0,236 | 0,336 | 0,534 | 8,0  | 0,029 | 0,040 | 0,064 | 0,144 |
|     |       |       |       |       | 9,0  | 0,026 | 0,036 | 0,057 | 0,129 |
|     |       |       |       |       | 10,0 | 0,024 | 0,033 | 0,052 | 0,117 |

Для  $Fo < 0,2$  функция  $F$  с достаточной точностью описывается разложением

$$F(\xi, Fo) = 1 - \frac{2}{\xi} \sqrt{\frac{Fo}{\pi}} + \frac{2-\xi}{2\xi^2} \cdot Fo + O(Fo^{3/2}).$$

При  $Fo > 20$

$$F(\xi, Fo) = \frac{\xi}{2Fo} \left[ 1 - \frac{\xi}{Fo} + \frac{2\xi-1}{2Fo} \ln \frac{4Fo}{C} \right].$$

Используя (9) и (10), запишем  $Q_-$  в виде:

$$Q_- = 2\pi R q_0 [1 - F(\xi, Fo_*)]. \quad (11)$$

Подставляя соотношения (8) и (11) в условие зажигания (1), а также используя (6), получим это условие в следующем виде:

$$\frac{k_0 \cdot Q_1 \cdot \tau_0}{c t_n} \exp\left(-\frac{E}{R_0 T_n}\right) \geq \frac{Fo_* \cdot [1 - F(\xi, Fo_*)]}{\pi (2 + \delta) \delta \cdot G(\xi, Fo_*)}, \quad (12)$$

где  $\delta = \frac{r_0 - R}{R} = \frac{\Delta}{R}$  — относительная ширина зоны химической реакции.

Анализ приведенных выше выражений показывает, что с погрешностью в несколько процентов, которая не вносит при вычислении параметров зажигания существенных ошибок, можно при нахождении ширины  $\delta$  не прибегать к вычислению интеграла (4), а принять, что в зоне химической реакции градиент температуры равен  $\frac{\partial t(R, \tau_0)}{\partial r} = \frac{\partial t_n}{\partial r}$

(см. рис. 1). Так как  $\gamma = \frac{t_1}{t_n}$  известно, то  $\frac{\partial t_n}{\partial r} = \frac{t_1 - t_n}{r_0 - R} = -t_n \times \frac{1 - \gamma}{r_0 - R} = -t_n \cdot \frac{1 - \gamma}{\Delta}$ , откуда, используя соотношения (6), (9), (10), получаем:

$$\delta = \frac{\Delta}{R} = - \frac{(1 - \gamma) \cdot t_n}{R \cdot \frac{\partial t_n}{\partial r}} = \frac{2\pi (1 - \gamma) \cdot G(\xi, Fo_*)}{1 - F(\xi, Fo_*)} \quad (13)$$

и условие зажигания (12) принимает следующий окончательный вид:

$$\frac{k_0 \cdot Q_1 \cdot \tau_0}{c \cdot t_n} \cdot \exp\left(-\frac{E}{R_0 T_n}\right) \geq \frac{2(1 - \gamma) \cdot Fo_*}{\delta^2 (2 + \delta)}. \quad (14)$$

Поскольку ширина  $\delta$  с увеличением критерия  $Fo_*$  растет, то из (14) следует, что увеличение времени зажигания  $\tau_0$  (или уменьшение плотности теплового потока  $q_0$ ) при неизменном диаметре проволоки приводит к уменьшению температуры зажигания  $T_n$ . Уменьшение диаметра проволоки при прочих неизменных параметрах, напротив, увеличивает температуру зажигания, так как критерий  $Fo_* = \frac{a \tau_0}{R^2}$  растет при этом быстрее, чем произведение  $\delta^2(2 + \delta)$ .

Количество тепла, выделяемое в проводнике за время  $\tau_0$  и отнесенное к единице площади его поверхности, равно:

$$U_{n0} = q_0 \tau_0. \quad (15)$$

Так как на нагрев проводника расходуется тепло

$$u_1 = \frac{c_1 \cdot \bar{r}_1 \cdot R}{2} \cdot t_n, \quad (16)$$

то в порохе к моменту зажигания накапливается отнесенное к единице площади поверхности проводника количество тепла, которое назовем импульсом зажигания:

$$u_{n0} = U_{n0} - u_1 = q_0 \tau_0 - \frac{c_1 \cdot \bar{r}_1 \cdot R}{2} \cdot t_n. \quad (17)$$

Подставив сюда соотношение (6) для  $\tau = \tau_0$ , получаем окончательно:

$$u_{n0} = c \rho R \cdot t_n \left[ \frac{Fo_*}{2\pi \cdot G(\xi, Fo_*)} - \xi \right] \quad (18)$$

или

$$u_{n0} = U_{n0} \cdot \left[ 1 - \frac{2\pi \xi \cdot G(\xi, Fo_*)}{Fo_*} \right]. \quad (19)$$

В заключение проведем анализ условий зажигания пороха для практически важного случая переменной мощности тепловых источников. Известно, что с повышением температуры электросопротивление большинства проводников растет; следовательно, при нагревании такого проводника постоянным во времени электрическим током плотность тепловых источников в нем, как правило, должна возрастать. В интервале температур  $0 < T < 350^\circ \text{C}$ , характерном для изучаемого нами явления зажигания, это возрастание происходит приблизительно линейно.

Зададим плотность теплового потока в виде линейной функции от времени

$$q(\tau) = q_1 + k\tau. \quad (20)$$

Тогда температура проводника, находящегося в порохе, описывается при  $\tau = \tau_0$  выражением:

$$t_{n1} = \frac{4R}{\pi^2 \lambda} (k \tau_0 \cdot I_{01} + q_1 \cdot I_0), \quad (21)$$

где

$$I_{01} = \int_0^\infty \frac{1 - \psi^{-2} \cdot Fo_*^{-1} [1 - \exp(-\mu^2 Fo_*)]}{\mu^3 (\varphi^2 + \psi^2)} \cdot d\mu, \quad (22)$$

$$I_0 = \frac{\pi^3}{3} G(\xi, Fo_*). \quad (23)$$

Получение общего решения задачи и условий зажигания также не вызывает больших трудностей, однако пользоваться ими весьма

сложно потому, что входящие в решение интегралы не протабулированы.

Путем несложных вычислений можно показать применимость для этого случая решения, полученного выше для постоянных тепловых источников,  $q_0 = \text{const}$ .

Пусть в момент зажигания плотность теплового потока  $q_2 = q_1 + k\tau$ . Обычно величина  $m = \frac{q_2}{q_1}$  при нагревании проводников до  $250^\circ - 350^\circ \text{C}$  не превышает 2,5-3,5. При таких условиях нагрева температура зажигания  $t_{n1}$  отличается незначительно от температуры  $t_{n0}$ , вычисляемой по формуле (14), так как в том и другом случае толщина зоны химической реакции практически одинакова.

Полагая, что выполняется равенство  $t_{n0} = t_{n1}$ , найдем отношение полных импульсов зажигания:

$$\eta = \frac{U_{n0}}{U_{n1}}. \quad (24)$$

Поскольку

$$t_{n1} = \frac{4R q_1}{\pi^2 \lambda} [(m-1) I_{01} + I_0], \quad t_{n0} = \frac{4R q_0 I_0}{\pi^2 \lambda},$$

$$U_{n1} = \frac{q_1 + q_2}{2} \tau_0, \quad U_{n0} = q_0 \tau_0,$$

то равенство  $t_{n0} = t_{n1}$  можно записать в виде:

$$\frac{q_0}{q_1} = (m-1) \frac{I_{01}}{I_0} + 1 = (m-1) \varepsilon + 1,$$

а

$$\eta = \frac{2}{m+1} [(m-1) \varepsilon + 1], \quad (25)$$

где

$$\varepsilon = \frac{I_{01}}{I_0}.$$

В табл. 3 приведены значения отношения  $\eta$  для разных  $Fo_*$  в наиболее часто встречающемся на практике интервале изменения параметров  $0,7 < \xi < 1,0$  и  $2,8 < m < 3,8$ , откуда следует, что поправка  $\eta$  невелика и может быть легко учтена. Таким образом, полный импульс зажигания

| $Fo_*$ | $\varepsilon$ | $\eta$  |         | $\eta_{\text{ср}}$ |
|--------|---------------|---------|---------|--------------------|
|        |               | $m=2,8$ | $m=3,8$ |                    |
| 1      | 0,591         | 1,09    | 1,11    | 1,10               |
| 5      | 0,674         | 1,16    | 1,20    | 1,18               |
| 10     | 0,716         | 1,21    | 1,25    | 1,23               |

$$U_{n1} = \frac{U_{n0}}{\eta}, \quad (26)$$

а импульс зажигания  $u_{n1} = U_{n1} - u_1$  вычисляется из выражения

$$u_{n1} = c \rho R \cdot t_n \left[ \frac{Fo_*}{2\pi \cdot \eta \cdot G(\xi, Fo_*)} - \xi \right]. \quad (27)$$

## ОПИСАНИЕ ОПЫТОВ

В опытах исследовалась зависимость теплового импульса зажигания  $u_{п}$  и температуры зажигания  $T_{п}$  нитроглицеринового пороха Н+сажа от мощности тепловых источников в проводнике.

Образец пороха представлял собой два склеенных ацетоном брусочка длиной 35 мм, между которыми находилась обезжиренная никелевая проволока диаметром 0,2 (или 0,1 мм). Все приготовленные таким способом образцы высушивались затем при комнатной температуре в течение 4÷5 недель.

В каждом опыте по схеме, представленной на рис. 2, через проволоку  $R_n$  нагревающую порох и одновременно являющуюся термометром сопротивления, пропусклся электрический ток, источником которого служила батарея аккумуляторов. В блоке управления была предусмотрена возможность выключения тока с помощью реле при заданной температуре проволоки. Подбор гасящего сопротивления  $R_r$  осуществлялся, исходя из условия  $R_r + R_{эт} \gg R_n$ , где  $R_{эт}$  — эталонное сопротивление; при этом ток через сопротивления  $R_n$  оставался в течение опыта приблизительно постоянным, а плотность теплового потока  $q \sim I \cdot U$  росла со временем почти линейно. Регистрация температуры проволоки  $R_n$  могла осуществляться также после отключения основного (нагревающего) тока. В этом случае через проволоку  $R_n$  пропусклся небольшой контрольный ток, почти ее не нагревающий (на рис. 2 не показано).

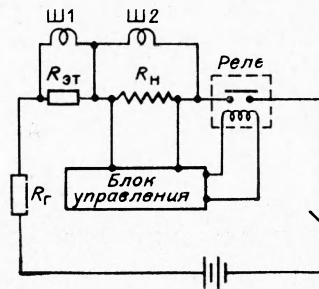


Рис. 2. Электрическая схема опытов.

Часть экспериментов была выполнена по усовершенствованной, но более трудоемкой методике, когда в течение опыта мощность источников  $IU$  на проволоке  $R_n$  поддерживалась постоянной. Учитывалось, что в зависимости от величины температуры зажигания сопротивление  $R_n$  при нагреве может изменяться в 3—4 раза, поэтому в каждом отдельном случае для заданного отношения  $k_1 = \frac{R_{n,t}}{R_{но}}$  ( $R_{но}$  — начальное сопротивление нагрузки,  $R_{n,t}$  — сопротивление  $R_n$  при зажигании) из условия  $I \cdot U \cong \text{const}$  подбирались величина гасящего сопротивления  $R_r$ . Оптимальный подбор этого сопротивления должен был обеспечить изменение произведения  $IU$  на 5÷6%. В опытах удавалось сохранить постоянство  $IU$  с точностью 10÷15%. Результаты этих опытов находятся в очень хорошем согласии с экспериментами, проведенными в режиме  $I \cong \text{const}$ .

Зависимость сопротивления проволоки  $R_n$  от температуры была измерена заранее в интервале от 20 до 350°С в масляном термостате и от 300 до 700°С в муфельной печи по стандартной методике.

Опыты проводились при уровне основного тока 5—30 а, что обеспечивало рост температуры проволоки  $R_n$  до 350°С за времена от 10 мсек до нескольких секунд. Регистрация тока  $I(\tau)$  и напряжения  $U(\tau)$  на сопротивлении  $R_n$  осуществлялась с помощью шлейфов Ш1 и Ш2 на шлейфовом осциллографе Н-700.

Из осциллограмм по напряжению  $U(\tau)$  и току  $I(\tau)$  рассчитывалось сопротивление никелевой проволоки  $R_n$ , по которому затем определялась температура этой проволоки  $t_n(\tau)$  в любой момент времени, в том числе и температура  $t_{п}$  в момент зажигания. Типовая кривая нагрева проволоки показана на рис. 3.

Кроме этого, по записи  $U(\tau)$  и  $I(\tau) \cong \text{const}$  рассчитывались тепло-

вые импульсы: а) количество джоулеа тепла, выделившееся в проволоке к моменту зажигания (полный импульс зажигания)

$$U_{\text{п}} = \frac{0,24}{2\pi R L} \int_0^{\tau_0} J(\tau) \cdot U(\tau) d\tau \approx \frac{0,24 \cdot J(\tau)}{2\pi R L} \int_0^{\tau_0} U(\tau) d\tau$$

( $L$  — длина образца пороха;  $R$  — радиус проволоки); б) количество тепла, необходимое на нагрев проволоки до температуры  $t_n$

$$u_1 = \frac{R \cdot \rho_1}{2} \int_0^{t_n} c_1(t) \cdot dt;$$

в) тепло, затраченное на нагрев пороха до его зажигания

$$u_{\text{п}} = U_{\text{п}} - u_1.$$

Количество тепла отнесено к единице площади поверхности проводника.

Точность определения тепловых импульсов не хуже 20%, точность измерения температуры зажигания  $\pm 5\%$ .

На основании работы [9], где показано, что при  $\frac{L}{d} \geq 100 \div 150$  отличие температуры в центральной части проволоки от средней незначительно, все опыты по зажиганию проводились при  $\frac{L}{d} \geq 175$ .

Большинство опытов проводилось в режиме «перегрева», т. е. в этих опытах электрический ток отключался после зажигания пороха. Часть опытов была проведена в таком режиме (назовем его режимом «недогрева»), когда ток отключался перед скачком температуры на проволоке, но зажигание тем не менее происходило через короткое время (об этом можно было судить по внешним признакам: хлопку и расколу образца). Записать процесс развития зажигания во времени после отключения основного тока не удалось из-за низкой частотной характеристики блока управления и основной регистрирующей аппаратуры. Контрольные записи на катодном осциллографе показали, что скачок температуры на проволоке в режиме «перегрева» осуществляется за время

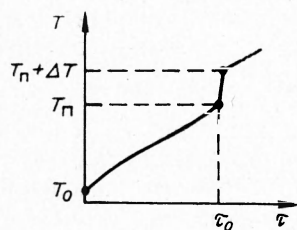


Рис. 3. Типовая кривая нагрева проволоки в порохе ( $\Delta T$  — скачок температуры в момент зажигания).

$\Delta \tau \leq 0,5$  мсек. На основании этого и других данных можно полагать, что время переходного процесса в режиме «недогрева» составляет 1—5 мсек.

Изучение явлений, сопровождающих зажигание пороха, проводилось также с помощью скоростной киносъемки процесса нагрева тонких образцов пороха Н (толщина 1,5–2,5 мм), который при этих толщинах еще достаточно прозрачен. Увеличение масштаба изображения проволоки в отдельных случаях достигалось заменой объектива камеры СКС-1М микроскопом МИР-2. При этом лицевая половина образца заменялась стеклянной пластинкой. В основном опыты проводились при времени зажигания  $\tau_0 \approx 1$  сек.

Было замечено (рис. 4), что незадолго до скачка температуры изо-

бражение проволоки «раздувается», а в момент скачка кольцевой слой пороха вокруг нее почти мгновенно реагирует ( $1 \div 2$  кадра при скорости пленки  $3 \div 4 \cdot 10^3$  кадров в секунду); это сопровождается резким увеличением свечения слоя и отслоением проволоки от пороха. По оценкам прореагировавший слой имеет толщину  $20 \div 50$  мк. Величина скачка температуры колеблется в пределах  $80 \div 150^\circ \text{C}$ .

Анализ экспериментальных результатов позволяет представить следующую картину зажигания пороха проволочками. При нагревании проволоки до температуры  $200^\circ \text{C}$  и выше в прилегающем к ней слое пороха начинаются экзотермические химические реакции. При этом тепловое сопротивление в месте контакта пороха с проволокой остается незначительным. Когда скорость теплоприхода от химических реакций превысит скорость теплопотерь, происходит резкий взрыв температуры (вещество реагирует с возрастающей скоростью и зажигается). Вследствие экспоненциальной зависимости константы скорости химической реакции от температуры время зажигания  $\tau_0$  приближенно связано с температурой зажигания  $T_n$  соотношением:

$$\tau_0 \sim \exp \left( \frac{E}{R_0 T_n} \right).$$

Полученные в работе экспериментальные результаты позволяют, исходя из этого соотношения, оценить предварительно величину энергии активации при зажигании пороха. Как видно из рис. 5, экспериментальные точки с допустимым приближением ложатся на прямую линию. Каждая точка — среднее значение  $\tau_0$  и  $T_n$  из нескольких (от 5 до 10) отдельных измерений. Наклон прямой соответствует эффективной активации процесса  $E = 32 \div 34$  ккал/моль, которая близка к величине  $E = 33$  ккал/моль, известной из литературы [1, 10].

Так как время зажигания складывается из времени прогрева  $\tau_n$  и периода индукции  $\tau_i$  ( $\tau_n > \tau_i$ ), то оценка предэкспонента константы скорости реакции непосредственно из опытов без привлечения дополнительных сведений о характере процесса зажигания (например, экстраполяцией прямой линии до пересечения с осью  $\lg \tau_0$ ) крайне рискованна и может привести к недоразумениям.

На рис. 6 и 7 нанесены экспериментальные точки температуры за-

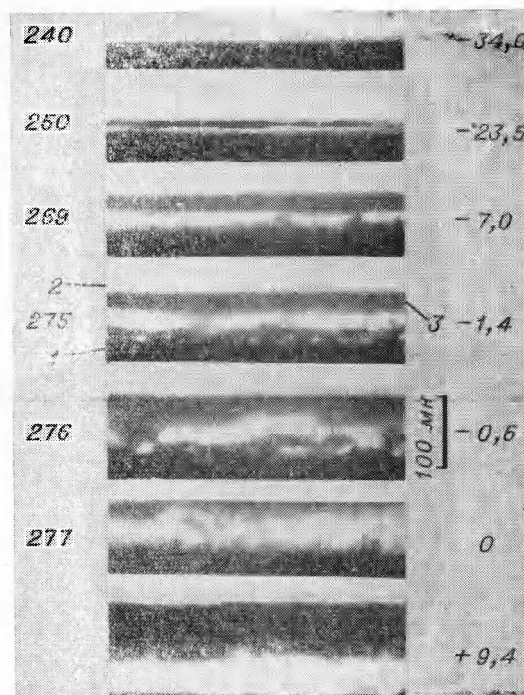


Рис. 4. Кинограмма нагрева пороха Н проволочкой перед зажиганием. Справа — время в мсек, отсчитываемое от момента зажигания  $\tau_0$ , слева — температура проволоки в  $^\circ \text{C}$ . Время зажигания  $\tau_0 = 0,36$  сек.

1 — проволока; 2 — порох; 3 — зона химической реакции.

жигания  $t_n$  (начальная температура образцов пороха  $T_0=20^\circ\text{C}$ ), измеренной в опытах с никелевыми проволочками разных диаметров. Теоретическая температура зажигания вычислялась по формулам (13) и (14). Данные для нитроглицеринового пороха взяты из работы [3] и равны соответственно:  $c_p=0,56 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{град}$ ,  $a=10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$ ,  $k_0=4 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ ,  $Q_1=300 \text{ кал/г}$ . Средняя объемная тепло-

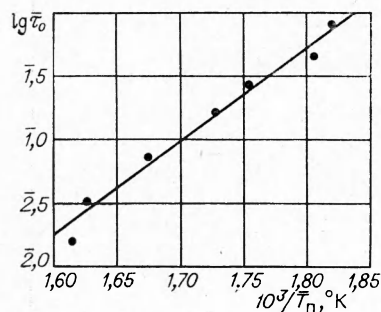


Рис. 5. График  $\lg \tau_0 = f\left(\frac{1}{T_n}\right)$  для оценки энергии активации при зажигании пороха Н+сажа.

емкость никелевой проволоки равна  $c_{1p1} \cong 1,10 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{град}$  ( $\xi \cong 1$ ). Хорошее согласие между экспериментом и теорией имеет место при эффективной энергии активации процесса, равной  $E=32\,000 \text{ кал/моль}$ . Сравнение кривых показывает, что уменьшение диаметра проволоки в 2 раза незначительно увеличивает температуру зажигания.

Возрастание температуры зажигания почти до  $400^\circ\text{C}$  неудивительно. В отличие от экспериментов со светом [1] здесь газообразные продукты разложения пороха, не имея свободного выхода в атмосферу, сосредоточиваются возле проволоки, создавая очень большое давление.

Вследствие этого зажигание пороха не лимитировалось температурой кипения, которая, по-видимому, во всех опытах оставалась больше температуры зажигания  $T_n$ .

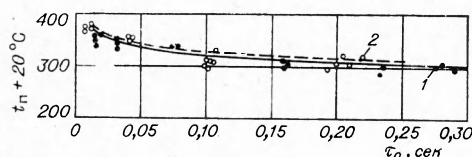


Рис. 6. Зависимость  $T_n = t_n + 20^\circ\text{C}$  пороха от времени зажигания  $\tau_0$ . 1 — проволока диаметром 0,2 мм; 2 — проволока диаметром 0,1 мм.

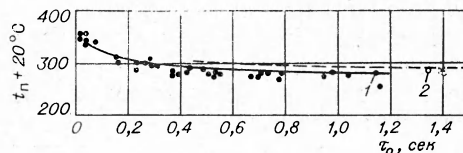


Рис. 7. Зависимость  $T_n = t_n + 20^\circ\text{C}$  пороха от времени зажигания  $\tau_0$ . 1 — проволока диаметром 0,2 мм; 2 — проволока диаметром 0,1 мм.

Эксперименты по зажиганию нитроглицеринового пороха накаливаемыми проволочками и лучистой энергией [1, 2] хорошо дополняют друг друга и находятся в полном соответствии с тепловой моделью зажигания, предложенной в работе [3] и развитой в настоящей работе. В частности, температура зажигания  $T_n=250\text{--}260^\circ\text{C}$ , измеренная в опытах со светом при  $\tau_0=1 \text{ сек}$  [1], очень близка к теоретической, вычисленной из соотношения [3]

$$\frac{Q_1 \cdot \tau_0 \cdot k_0}{c(T_n - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{R_0 T_n}\right) \geq F_1 \approx \frac{\gamma \cdot \varphi}{1 + \gamma \cdot \varphi} \cdot F_0$$

и равной  $244^\circ\text{C}$  (при  $\tau_0=1 \text{ сек}$ ,  $F_1=1,9$ ).

В опытах с проволочками при этом же времени измеренная температура  $T_n$  равна  $275\text{--}285^\circ\text{C}$  и совпадает с теоретической, вычисленной из соотношения (14) и равной  $283^\circ\text{C}$  для проволоки диаметром 0,2 мм.

Величина  $\Phi = \frac{2(1-\gamma)F_0}{\delta^2(2+\delta)}$  в соотношении (14) равна 52 при  $\tau_0=1 \text{ сек}$ ,

т. е. больше  $F_1$  примерно в 27,5 раза по той причине, что здесь в отличие

от плоской модели зажигания пороха светом отсутствует прозрачность и в основном сказывается эффект цилиндричности задачи «завышая» в конечном счете температуру зажигания.

На рис. 8 нанесены экспериментальные точки для импульса зажигания  $u_{п1}$ , измеренные в опытах с проволокой 0,2 мм.

Теоретические импульсы зажигания  $U_{п1}$ ,  $u_{п1}$  и изменение теплосодержания проволоки  $u_1$  вычислялись по формулам (26), (27) и (16) (с учетом изменения плотности теплового потока со временем). Результаты расчета приведены в табл. 4, а также на рис. 8. Из их сопоставления следует, что теория хорошо подтверждается экспериментом.

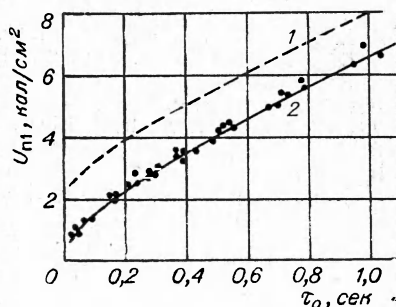


Рис. 8. Зависимость импульсов зажигания  $U_{п1}$  (1) и  $u_{п1}$  (2) от времени зажигания  $\tau_0$ .

Таблица 4

Теоретические параметры зажигания пороха в зависимости от времени зажигания (с учетом непостоянства плотности теплового потока)

| $\tau_0$ , сек | $Fo_{ж}$ | $t_p$ , °C | $U_{по}$ , ккал/см <sup>2</sup> | $\eta$ | $U_{п1}$ , ккал/см <sup>2</sup> | $u_1$ , ккал/см <sup>2</sup> | $u_{п1}$ , ккал/см <sup>2</sup> |
|----------------|----------|------------|---------------------------------|--------|---------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| 0,02           | 0,2      | 340        | 2,68                            | 1,05   | 2,47                            | 1,90                         | 0,59                            |
| 0,05           | 0,5      | 319        | 3,03                            | 1,07   | 2,83                            | 1,77                         | 1,06                            |
| 0,10           | 1,0      | 304        | 3,51                            | 1,10   | 3,19                            | 1,70                         | 1,49                            |
| 0,20           | 2,0      | 292        | 4,45                            | 1,13   | 3,93                            | 1,64                         | 2,27                            |
| 0,50           | 5,0      | 277        | 6,72                            | 1,19   | 5,64                            | 1,55                         | 4,09                            |
| 0,80           | 8,0      | 270        | 8,67                            | 1,22   | 7,11                            | 1,52                         | 5,59                            |
| 1,00           | 10,0     | 263        | 9,77                            | 1,23   | 7,94                            | 1,47                         | 6,47                            |

## ВЫВОДЫ

1. Решена задача о зажигании баллиститного пороха накаливаемыми проволочками в предположении [3], что зажигание пороха вызывается химическими реакциями в конденсированной фазе и является следствием превышения скорости теплоприхода из-за этих реакций над скоростью теплопотерь.

2. Экспериментально изучено зажигание порохов Н+сажа и Н тонкими проволочками, нагреваемыми электрическим током. Измерения подтверждают теорию [3] и находятся в полном соответствии с экспериментом и теоретическими результатами по зажиганию баллиститного пороха световым излучением [1, 2]. Авторы выражают глубокую благодарность А. А. Ковальскому за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию  
6/XI 1967

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Михеев, А. А. Ковальский, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 1.
2. А. П. Калмыкова, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 1.
3. А. А. Ковальский, В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1967, 3, 4.

4. E. Jones. Proc. Roy. Soc, 1949, A. **198**, p. 552
5. D. Altman, A. F. Grant. Fourth Symposium (International) on Combustion. Baltimore, 1953.
6. H. L. Selberg, C. H. Johansson. Arkiv für Fysic, 1958, **13**, b. 5.
7. J. C. Jaeger. Austr. J. Phys., 1956, **9**, p. 167.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, **9**, 12.
9. И. О. Хинце. Турбулентность, ее механизм и теория. М.—Л. Физматгиз, 1963.
10. А. И. Сербинов. ЖФХ, 1959, **33**, 12.