ПМТФ, № 5, 1971

УДК 662.311.1

ГОРЕНИЕ ПОРОХОВ ПРИ СВЕТОВОМ ОБЛУЧЕНИИ

И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов

(Москва)

Имеющиеся в литературе работы по нестационарным процессам при световом облучении порохов посвящены главным образом вопросу о зажигании [1-3] [1]. Представляет также интерес рассмотрение влияния на процесс горения пороха такого легко регулируемого воздействия, как световое облучение.

В работе предпринята попытка оценить зависимость скорости горения пороха от интенсивности светового облучения. Рассмотрены случаи стационарного режима горения и режима горения при гармонически меняющемся во времени световом потоке. Предполагалось, что световой поток, падающий на поверхность пороха, поглощается в конденсированной фазе по экспоненциальному закону Бугера — Ламберта с постоянным показателем прозрачности. Стационарное горение пороха рассматривалось в рамках теории Я. Б. Зельдовича [4]. Показано, что в стационарном режиме световое облучение эквивалентно некоторому увеличению начальной температуры пороха. Это позволяет в случае горения при облучении использовать данные о стационарном горении без облучения. Нестационарное горение при периодически меняющемся световом потоке описывалось с помощью модели Б. В. Новожилова [5]. Получена поправка Δu° к средней скорости горения, пропорциональная квадрату амплитуды светового потока. В случае экспоненциальной зависимости скорости горения от начальной температуры поправка Δu° отрицательна.

Обсуждено влияние облучения на устойчивость стационарного режима горения пороха.

1. Стационарное облучение. Закон горения. Уравнение, описывающее изменение температуры в конденсированной фазе (k-фазе) при передаче тепла путем теплопроводности и излучением, имеет вид

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + J(t) e^{\sigma x}\right) \qquad (-\infty < x \leqslant 0) \tag{1.1}$$

где $J(t)$ — доля падающего светового потока (*кал/сек·см*^{2}), поглощающаяся в k-фазе; σ — показатель прозрачности k-фазы в законе Бугера — Ламберта (1/*см*); ρ, c, λ — соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность k-фазы; u — скорость горения пороха.

При этом должны выполняться граничные условия

$$T(-\infty) = T_0, \; T(0) = T_1 \tag{1.2}$$

где T_0 — начальная температура пороха, T_1 — температура поверхности пороха.

В стационарном случае уравнение (1.1) легко интегрируется и решение его имеет вид [6]

$$T - T_0 = (T_1^\circ - T_0) \exp \frac{u^\circ}{\varkappa} x + \frac{J^\circ}{\lambda(u^\circ/\varkappa - \sigma)}\left(e^{\sigma x} - \exp \frac{u^\circ}{\varkappa} x\right), \quad \varkappa = \frac{\lambda}{\rho c} \tag{1.3}$$

В случае малой прозрачности пороха ($\sigma\varkappa / u^\circ \gg 1$) решение (1.3) по абсолютной величине стремится к михельсоновскому распределению

$$T - T_0 = (T_1^\circ - T_0) \exp\left(\frac{u^\circ}{\varkappa} x\right) \tag{1.4}$$

[1] Похил П. Ф. Механизм горения коллоидных порохов. Докт. дисс., ч. 3, М., Ин-т хим. физики АН СССР, 1954.

При любом значении показателя прозрачности кривая температур (1.3) проходит выше михельсоновского распределения (1.4).

Градиент температуры у поверхности пороха f° в стационарном режиме связан с начальной температурой T_0 соотношением

$$\varkappa f^\circ = u^\circ (T_1^\circ - T_0) - J^\circ/\rho c \tag{1.5}$$

которое в отсутствие светового облучения ($J^0 = 0$) переходит в известное соотношение, соответствующее распределению (1.4)

$$\varkappa f_0^\circ = u_0^\circ (T_{10}^\circ - T_0) \tag{1.6}$$

Отметим, что градиент f° при стационарном облучении не зависит от показателя прозрачности пороха σ.

Поскольку при стационарном горении пороха градиент f° не может быть отрицательным, то из (1.5) следует ограничение сверху на величину светового потока J°, при которой возможен стационарный режим

$$\frac{J^\circ}{u^\circ \rho c (T_1^\circ - T_0)} < 1 \tag{1.7}$$

В частности, для модели Я. Б. Зельдовича, в которой T_1 постоянна, и зависимости u_0° от T_0 типа $u_0^\circ \sim e^{\beta T_0}$ существует максимальная скорость горения u_M°, достигаемая при начальной температуре T_0, близкой к температуре поверхности T_1. В этом случае отношение (1.7) стремится к единице, а $u^\circ \to u_M^\circ$ при конечных световых потоках J°. Кроме того, отношение (1.7) не должно быть слишком близко к единице, иначе малость градиента f° приведет к сильному расширению зоны химической реакции в k-фазе, так что модель горения Я. Б. Зельдовича будет неприменима. При этом прогретый поверхностный слой пороха может периодически взрываться по тепловому механизму.

Далее, пусть в отсутствие облучения известны зависимости скорости горения u_0° и температуры поверхности T_{10}° от начальной температуры T_0 и давления p

$$u_0^\circ = F(T_0, p), \quad T_{10}^\circ = G(T_0, p) \tag{1.8}$$

Пользуясь соотношением (1.6), можно выразить u_0° и T_{10}° через p и f_0°. Полученные стационарные законы $u(p, f)$, $T_1(p, f)$ согласно теории Б. В. Новожилова [5] будут справедливы и в нестационарном случае.

Предположим теперь, что зависимости $u(p, f)$ и $T_1(p, f)$, полученные при $J = 0$, остаются справедливыми и при наличии светового потока. Тогда, подставляя в зависимость $u_0^\circ = F(p, T_0)$ соотношение (1.6) и заменяя f_0° выражением для f° из (1.5), получим зависимость стационарной скорости горения u° от начальной температуры T_0 при облучении

$$u^\circ = F\left(p, T_0 + \frac{J^\circ}{u^\circ \rho c}\right) \tag{1.9}$$

Таким образом, увеличение скорости горения от u_0° до u° при облучении поверхности пороха стационарным световым потоком эквивалентно изменению скорости при увеличении начальной температуры на величину

$$\Delta T_0 = J^\circ / u^\circ \rho c \tag{1.10}$$

Исходя из этого, удобно находить скорость u° при облучении следующим способом (фиг. 1): в системе координат (u, T) строятся графики функций $F^{-1}(u)$ и $(T_0 + J^\circ / u\rho c)$, точка пересечения графиков определит искомую скорость u° и эффективную начальную температуру $T_0{}^*$

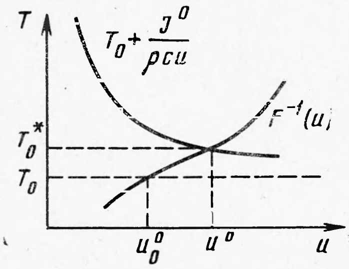
$$T_0{}^* = T_0 + J^\circ / u^\circ \rho c \tag{1.11}$$

Эквивалентность светового потока и начальной температуры для случая достаточно прозрачных порохов была отмечена ранее в работе [6].

Формула (1.10) позволяет определять световые потоки, необходимые для достижения заданного уровня скорости горения u° при известной зависимости $u_0{}^\circ$ от начальной температуры

$$J^\circ = \Delta T_0 \rho c u^\circ$$

Так, для пороха H согласно экспериментальным данным [7] при давлении $p = 1$ *атм* для повышения скорости горения от 0.6 (при $T_0 = 0°$ C) до 1.02 *мм/сек* требуется световой поток, равный 2.8 *кал/см*$^2\cdot$*сек*, что соответствует повышению начальной температуры T_0 до $T_0{}^* = 50°$ C. При давлении $p = 20$ *атм* для повышения скорости горения от 0.26 *см/сек* ($T_0 = 0°$ C) до 0.35 *см/сек* ($T_0{}^* = 50°$ C) требуется световой поток $J^\circ = 7.3$ *кал/см*$^2\cdot$*сек*.



При малых величинах освещенности ($J^\circ / u^\circ \rho c\ (T_1{}^\circ - T_0) \ll 1$) справедливо приближенное выражение для u°, вычисленное с точностью до поправки, пропорциональной квадрату величины светового потока J°

$$u^\circ = u_0{}^\circ\, [1 + k\delta + {}^1/_2\, (l - 2k^2)\, \delta^2] \tag{1.12}$$

где $u_0{}^\circ$ — стационарная скорость при отсутствии облучения

$$\delta = \frac{J^\circ}{u_0{}^\circ \rho c\, (T_{10}{}^\circ - T_0)}, \quad k = (T_{10}{}^\circ - T_0) \frac{\partial \ln u_0{}^\circ}{\partial T_0}, \quad l = \frac{(T_{10}{}^\circ - T_0)^2}{u^{0\circ}} \frac{\partial^2 u_0{}^\circ}{\partial T_0{}^2} \tag{1.13}$$

Здесь, как и ранее, градус означает стационарную величину, а нулевой индекс означает, что величина берется при $J^\circ = 0$.

2. Устойчивость стационарного горения при облучении. Эквивалентность стационарного облучения поверхности пороха некоторому увеличению начальной температуры позволяет использовать в задачах о горении с облучением данные о стационарном горении без облучения. Это осуществляется простым пересчетом истинной начальной температуры T_0 на эффективную $T_0{}^*$.

Однако в нестационарных режимах горения при облучении соотношение (1.5) перестает быть справедливым и градиент температуры у поверхности пороха будет зависеть от показателя прозрачности k-фазы σ. В связи с этим такие характеристики пороха, как граница устойчивости стационарного режима горения и собственная частота пороха, в общем случае зависят от σ и J°.

Тем не менее при малой прозрачности пороха, когда свет поглощается в узком приповерхностном слое k-фазы, ширина которого пренебрежима по сравнению с шириной зоны прогрева ($\sigma\varkappa / u^\circ \gg 1$), распределение тепла в k-фазе при облучении имеет такой же вид, как в отсутствие облучения. В этом предельном случае формулы для границы устойчивости стационарных режимов горения и собственной частоты пороха, полученные в отсутствие облучения [4,5], сохраняют прежний вид. Так, например, для случая постоянной температуры поверхности устойчивые стационарные режимы имеют место при условии [4]

$$k^* < 1 \tag{2.1}$$

где k^* — критерий Я. Б. Зельдовича, вычисленный при $T_0 = T_0^*$

$$k^* = k(T_0^*) = (T_1 - T_0^*)\frac{\partial \ln u^\circ}{\partial T_0^*} \tag{2.2}$$

Для зависимости $u_0^\circ (T_0)$ вида $u_0^\circ \sim \exp \beta T_0 (k = \beta (T_1 - T_0))$ наличие светового облучения приводит к уменьшению критерия k, т. е. устойчивость горения повышается.

При переменной температуре поверхности устойчивые стационарные режимы удовлетворяют условию [5]

$$r^* > (k^* - 1)^2/(k^* + 1) \tag{2.3}$$

где r^* — параметр Б. В. Новожилова при $T_0 = T_0^*$

$$r^* = \partial T_1^\circ/\partial T_0^* \tag{2.4}$$

При этом наличие светового облучения, так же как повышение начальной температуры, может привести как к увеличению устойчивости горения, так и к уменьшению. Например, для пороха H согласно данным [7] световое облучение приближает стационарный режим горения к границе устойчивости (2.3). Отметим, что условия (2.1) и (2.3) подтверждаются и точным рассмотрением задачи о собственной частоте пороха в предположении его малой прозрачности.

3. Периодическое облучение. Квазилинеаризация задачи. Рассмотрим теперь горение пороха при периодически меняющейся освещенности поверхности пороха, предполагая постоянство давления. Пусть среднее значение светового потока равно J°, так что

$$J = J^\circ + \Delta J \cos \omega t \tag{3.1}$$

а скорость горения и температура поверхности в стационарном режиме при $J = J^\circ$ равны соответственно u° и T_1°. Введем безразмерные переменные

$$\begin{gathered} \theta = \frac{T - T_0^*}{T_1^\circ - T_0^*}, \quad \xi = \frac{u^\circ}{\varkappa} x, \quad \tau = \frac{(u^\circ)^2}{\varkappa} t \\ \varphi = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)_{\xi=0}, \quad v = \frac{u}{u^\circ}, \quad \eta = \frac{J}{u^\circ \rho c (T_1^\circ - T_0^*)} \end{gathered} \tag{3.2}$$

В этих переменных задача ставится следующим образом: при заданном законе изменения светового потока

$$\eta(\tau) = \alpha + \varepsilon \cos \gamma\tau \tag{3.3}$$

и известных функциях

$$v = v(\varphi), \quad \vartheta = \vartheta(\varphi) \quad \left(\vartheta = \frac{T_1 - T_1^*}{T_1^\circ - T_0^*}\right) \tag{3.4}$$

найти $v = v(\tau)$, если градиент φ (3.2) подчиняется уравнению

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + v\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \eta(\tau) e^{\nu\xi}\right) \tag{3.5}$$

с граничными условиями

$$\theta|_{\xi\to-\infty} = -\alpha, \quad \theta|_{\xi=0} = \vartheta \tag{3.6}$$

Здесь введены обозначения

$$\alpha = \frac{J^\circ}{u^\circ \rho c (T_1^\circ - T_0^*)}, \quad \varepsilon = \frac{\Delta J}{u^\circ \rho c (T_1^\circ - T_0^*)}, \quad \nu = \frac{\sigma \varkappa}{u^\circ}, \quad \gamma = \frac{\omega \varkappa}{(u^\circ)^2}, \tag{3.7}$$

Система (3.3) — (3.6) позволяет найти зависимость скорости горения и температуры поверхности пороха от времени. Имея целью нахождение только первой поправки порядка ε^2 к средней скорости горения, будем искать решение задачи в виде последовательных приближений

$$
\begin{gathered}
v(\tau) = 1 + \varepsilon v_1(\tau) + \varepsilon^2 v_2(\tau) + \ldots \\
\vartheta(\tau) = 1 + \varepsilon\vartheta_1(\tau) + \varepsilon^2\vartheta_2(\tau) + \ldots \\
\theta(\tau, \xi) = \theta_0(\xi) + \varepsilon\theta_1(\tau, \xi) + \varepsilon^2\theta_2(\tau, \xi) + \ldots \\
\varphi(\tau) = \left.\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\right|_{\xi=0} = 1 + \varepsilon\left.\frac{\partial\theta_1}{\partial\xi}\right|_{\xi=0} + \varepsilon^2\left.\frac{\partial\theta_2}{\partial\xi}\right|_{\xi=0} + \ldots
\end{gathered}
\tag{3.8}
$$

Подставляя разложения (3.8) в уравнение (3.5), граничные условия (3.6) и соотношения (3.4), получим цепочку систем уравнений для нахождения последовательных приближений. Для первого приближения система уравнений имеет вид

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial\theta_1}{\partial\tau} + \frac{\partial\theta_1}{\partial\xi} - \frac{\partial^2\theta_1}{\partial\xi^2} + v_1\frac{\partial\theta_0}{\partial\xi} = \nu\cos(\gamma\tau)\,e^{\nu\xi} \\
v_1 = a_1\varphi_1, \quad \varphi_1 = \frac{\partial\theta_1(\tau, 0)}{\partial\xi} \\
\theta_1(\tau, 0) = \vartheta_1 = b_1\varphi_1, \quad \theta_1(\tau, -\infty) = 0
\end{gathered}
\tag{3.9}
$$

Второе приближение удовлетворяет системе уравнений

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial\theta_2}{\partial\tau} + \frac{\partial\theta_2}{\partial\xi} - \frac{\partial^2\theta_2}{\partial\xi^2} + v_2\frac{\partial\theta_0}{\partial\xi} = -v_1\frac{\partial\theta_1}{\partial\xi} \\
v_2 = a_1\varphi_2 + {}^1/_2 a_2\varphi_1^2, \quad \varphi_2 = \partial\theta_2(\tau, 0)/\partial\xi \\
\theta_2(\tau, 0) = \vartheta_2 = b_1\varphi_2 + {}^1/_2 b_2\varphi_1^2, \quad \theta_2(\tau, -\infty) = 0
\end{gathered}
\tag{3.10}
$$

В системах (3.9), (3.10) коэффициенты a_1, a_2, b_1 и b_2 определяются зависимостями (3.4) и равны

$$
\begin{aligned}
a_1 &= \left.\frac{\partial v}{\partial\varphi}\right|_{\varphi=1}, \quad & a_2 &= \left.\frac{\partial^2 v}{\partial\varphi^2}\right|_{\varphi=1} \\
b_1 &= \left.\frac{\partial\vartheta}{\partial\varphi}\right|_{\varphi=1}, \quad & b_2 &= \left.\frac{\partial^2\vartheta}{\partial\varphi^2}\right|_{\varphi=1}
\end{aligned}
\tag{3.11}
$$

4. Поправка к средней скорости горения. Опуская пока нахождение явного выражения для θ_1, будем искать постоянную составляющую v_2°, которая определяет поправку к средней скорости горения. Из системы (3.10) следует, что v_2° зависит от стационарной составляющей второго приближения для температуры $\theta_2^\circ(\xi)$. Интегрируя первое уравнение в системе (3.10) по ξ от $-\infty$ до 0. получим соотношение

$$
\vartheta_2^\circ = \theta_2^\circ(0) = \frac{\partial\theta_2^\circ(0)}{\partial\xi} - v_2^\circ\theta_0(0) - [v_1\theta_1]^\circ|_{\xi=0}
\tag{4.1}
$$

Соотношение (4.1) совместно с выражениями для v_2° и ϑ_2° из (3.10) образуют замкнутую систему алгебраических уравнений. Разрешая эту систему, получим выражение для v_2°

$$
v_2^\circ = A\left[\frac{a_1^2 b_1 + {}^1/_2(a_2 - b_1 a_2 + a_1 b_2)}{1 - a_1 - b_1}\right]
\tag{4.2}
$$

где A определяется стационарной составляющей квадрата первого приближения для градиента температуры φ_1

$$
A = [(\varphi_1)^2]^\circ = \left[\left(\frac{\partial\theta_1(\tau, 0)}{\partial\xi}\right)^2\right]^\circ
\tag{4.3}
$$

В свою очередь градиент φ_1 определяется решением системы (3.9), которое зависит от нулевого приближения производной от температуры $d\theta_0 / d\xi$. Из стационарного распределения (1.3) находим

$$\frac{d\theta_0}{d\xi} = \left(1 - \frac{\alpha\nu}{1-\nu}\right) e^{\xi} + \frac{\alpha\nu}{1-\nu} e^{\nu\xi} \tag{4.4}$$

Подставляя (4.4) в систему (3.9) и предполагая собственные колебания системы затухающими, найдем, что θ_1 представляется в виде

$$\theta_1 = \mathrm{Re}\left[e^{i\gamma\tau}(A_1 e^{\mu\xi} + A_2 e^{\xi} + A_3 e^{\nu\xi})\right] \tag{4.5}$$

где

$$\mu = \mu_1 + i\mu_2 = (1/2 + \gamma / R) + i\,1/2 R$$
$$R = [1/2(\sqrt{1 + 16\gamma^2} - 1)]^{1/2} \tag{4.6}$$

коэффициенты A_1, A_2, A_3 удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{gathered} \mu g A_1 + (g + i\gamma) A_2 + \nu A_3 = 0 \\ \mu h A_1 + h A_2 + (\nu - \nu^2 - \nu h + i\gamma) A_3 = \nu \\ (1 - \mu b_1) A_1 + (1 - b_1) A_2 + (1 - \nu b_1) A_3 = 0 \end{gathered} \tag{4.7}$$

где обозначено

$$g = a_1\left(1 - \frac{\alpha\nu}{1-\nu}\right), \quad h = a_1 \frac{\alpha\nu}{1-\nu} \tag{4.8}$$

Из (4.5) и (4.7) находим градиент температуры у поверхности φ_1

$$\varphi_1 = \nu \sqrt{\frac{(\nu - \mu_1)^2 + \mu_2^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}} \cos(\gamma\tau + \psi) \tag{4.9}$$

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{(\nu - \mu_1)\Delta_1 - \mu_2\Delta_2}{(\nu - \mu_1)\Delta_2 + \mu_2\Delta_1} \tag{4.10}$$

где Δ_1 и Δ_2 с точностью до множителя γ равны соответственно действительной и мнимой частям определителя системы (4.7)

$$\begin{gathered} \Delta_1 = \gamma(\mu_1 b_1 - 1) + \mu_2 a_1 + \frac{\nu - \nu^2}{\gamma}[\gamma\mu_2 b_1 + g(1 - \mu_1)] \\ \Delta_2 = \gamma\mu_2 b_1 + (1 - \mu_1 - \alpha\nu) a_1 + \frac{\nu - \nu^2}{\gamma}[\gamma(1 - \mu_1 b_1) - \mu_2 g] \end{gathered} \tag{4.11}$$

Из (4.9), (4.2) и (4.8) получаем формулу для добавки к средней скорости горения Δu°

$$\frac{\Delta u^\circ}{u^\circ} = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta J}{u^\circ \rho c (T_1^\circ - T_0^*)}\right)^2 \nu^2 \frac{(\nu - \mu_1)^2 + \mu_2^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} \frac{a_1^2 b_1 + 1/2(a_2 - b_1 a_2 + a_1 b_2)}{1 - a_1 - b_1} \tag{4.12}$$

Выражение для добавки Δu° содержит производные от скорости горения u и температуры поверхности T_1 по градиенту температуры у поверхности пороха φ. Однако в практике обычно пользуются стационарными зависимостями скорости u° и температуры T_1° от начальной температуры T_0, полученными в отсутствие светового облучения (1.8). Поэтому выразим производные a_1, ..., b_2 через производные от функций F и G. Функции $u(f)$ и $T_1(f)$, как отмечалось выше, неявным образом задаются системой

$$u = F\left(T_1 - \frac{\varkappa f}{u}\right), \quad T_1 = G\left(T_1 - \frac{\varkappa f}{u}\right) \tag{4.13}$$

Используя систему (4.13) и выражение для градиента f° при стационарном облучении (1.5), получим соотношение между производными

$$a_1 = \left(\frac{d\ln u}{d\ln f}\right)_{f=f^\circ} = \frac{k^*}{k^* + r^* - 1}$$

$$b_1 = \frac{f}{(T_1^\circ - T_0^*)}\left(\frac{dT_1}{df}\right)_{f=f^\circ} = \frac{k^*}{k^* + r^* - 1} \tag{4.14}$$

$$a_2 = \frac{(f^\circ)^2}{u^\circ}\left(\frac{d^2u}{df^2}\right)_{f=f^\circ} = \frac{1}{(k^* + r^* - 1)^2}\left[k^{*\prime} - \frac{k^*(k^{*\prime} + r^{*\prime})}{k^* + r^* - 1} + k^*(1 - r^*)\right] \tag{4.15}$$

$$b_2 = \frac{(f^\circ)^2}{(T_1^\circ - T_0^*)}\left(\frac{d^2T_1}{df^2}\right)_{f=f^\circ} = \frac{1}{(k^* + r^* - 1)^2}\left[r^{*\prime} - \frac{r^*(k^{*\prime} + r^{*\prime})}{k^* + r^* - 1} - k^* r^*\right]$$

где

$$k^* = \frac{(T_1^\circ - T_0^*)}{u^\circ}\frac{dF}{dT_0^*}, \quad r^* = \frac{dG}{dT_0^*} \tag{4.16}$$

$$k^{*\prime} = (T_1^\circ - T_0^*)\frac{dk^*}{dT_0^*}, \quad r^{*\prime} = (T_1^\circ - T_0^*)\frac{dr^*}{dT_0^*} \tag{4.17}$$

Связь между производными по градиенту и производными по начальной температуре при облучении имеет тот же вид, что и в отсутствие облучения [5]. Отличие состоит лишь в том, что параметры k и r следует вычислять не при истинной начальной температуре T_0, а при эффективной T_0^*. Подставляя соотношения (4.16), (4.17) в выражение для Δu°, получим

$$\frac{\Delta u^\circ}{u^\circ} = \frac{1}{4}\left(\frac{\Delta J}{u^\circ \rho c\,(T_1^\circ - T_0^*)}\right)^2 \nu^2 \frac{(\nu - \mu_1)^2 + \mu_2^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}\,\frac{k^{*\prime} - k^*(k^* + r^* - 1)}{(k^* + r^* - 1)^2} \tag{4.18}$$

Знак добавки совпадает со знаком последней дроби в выражении (4.18). В случае, если зависимость скорости от начальной температуры представляется в виде $u^\circ \sim e^{\beta T_0}$, где β постоянно, то

$$k^* = (T_1^\circ - T_0^*)\beta, \quad k^{*\prime} = k^*(r^* - 1)$$

и поправка Δu° отрицательна. Этот результат аналогичен полученному при рассмотрении горения под действием переменного теплового потока [8]. Физически он объясняется тем, что влияние дополнительного прогрева пороха ослабляется с увеличением оттока массы, в то время как влияние охлаждения усиливается с уменьшением потока массы. Зависимость Δu° от частоты γ и показателя прозрачности ν выражается множителем

$$\nu^2 \frac{(\nu - \mu_1)^2 + \mu_2^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} \tag{4.19}$$

Согласно (4.6) и (4.11) при больших частотах $\gamma \gg 1$ и показателе прозрачности ν, близком к нулю или сравнимом с единицей (так что $\gamma^{-1}(\nu - \nu^2) \ll 1$), для (4.19) справедливо асимптотическое выражение (с точностью до $o(1/\gamma)$)

$$\nu^2 \frac{\gamma - (\nu - 1/2)\sqrt{2\gamma}}{[\gamma\sqrt{1/2\gamma} + \gamma(1/2 b_1 - 1) + a_1\sqrt{1/2\gamma}]^2 + [\gamma\sqrt{1/2\gamma}\, b_1 + (1/2 - \alpha\nu - \sqrt{1/2\gamma})\, a_1]^2} \tag{4.20}$$

Из (4.20) следует, что в пределе $\gamma \to \infty$ добавка Δu° стремится к нулю. По абсолютной величине Δu° тем больше, чем больше коэффициент прозрачности ν.

В другом предельном случае $\gamma \to 0$ и одновременно $\gamma \ll (\nu - \nu^2)$ выражение (4.19) стремится к

$$(\nu - 1)^2\,[\alpha a_1 + (\nu - 1)(1 - b_1 - g)]^{-2} + O(\gamma^2) \tag{4.21}$$

Величина поправки $\Delta u^\circ / u^\circ$ может достигать сравнимых с единицей значений только при достаточно больших амплитудах колебания светового потока (ε близко к единице). При умеренных амплитудах ΔJ поправка $\Delta u^\circ / u^\circ$ невелика. Так, например, для пороха H, показатель прозрачности σ которого в широком диапазоне световых волн равен [1] 15 $см^{-1}$, находим, что при $p = 1$ *атм*, $T_0 = -100°$ С, $J^\circ = 8.5$ *кал/см²·сек*, $\Delta J = 8$ *кал/см²*, $\omega = 5$—10 *гц* поправка $| \Delta u^\circ / u^\circ |$ составляет $\sim 10\%$.

Вблизи границы устойчивости стационарного режима горения и при частотах γ, близких к собственной частоте пороха, поправка будет быстро возрастать. В этом случае следует ожидать достаточно больших изменений средней скорости горения при периодическом облучении, которые могут привести к погасанию.

В заключение авторы благодарят О. И. Лейпунского и В. Б. Либровича за обсуждение и ряд советов.

Поступила 16 VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковальский А. А., Хлевной С. С., Михеев В. Ф. К вопросу о зажигании баллистных порохов. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, № 4.
2. Ohlemiller T. J., Summerfield M. A critical Analysis of arc ignition of solid propellants. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 5.
3. Хлевной С. С., Михеев В. Ф. Влияние начальной температуры и прозрачности нитроглицеринового пороха на зажигание его световым излучением. Физика горения и взрыва, 1968, т. 4, № 4.
4. Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ. ЖЭТФ, 1942, т. 12, № 11, 12.
5. Новожилов Б. В. Критерий устойчивости стационарного режима горения пороха. ПМТФ, 1965, № 4.
6. Конев Э. В., Хлевной С. С. О горении пороха при наличии светового излучения. Физика горения и взрыва, 1966, т. 2, № 4.
7. Зенин А. А., Нефедова О. И. О горении баллистного пороха в широком диапазоне начальных температур. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, № 1.
8. Ассовский И. Г., Истратов А. Г. Горение пороха при гармонически меняющемся потоке тепла в зону пламени. Физика горения и взрыва, 1970, т.5, № 4.

[1] Михеев В. Ф. Зажигание порохов световым излучением. Канд. дисс., Ин-т химической кинетики и горения СО АН СССР, Новосибирск, 1970.