

**РАЗРУШЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ
НИТРОГЛИЦЕРИНОВОГО ПОРОХА В ПРОЦЕССЕ ЗАЖИГАНИЯ
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ НАЧАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ***А. Г. Князева, В. Т. Кузнецов ***Томский государственный университет, 634050 Томск
* НИИ прикладной математики и механики, 634050 Томск*

Экспериментально обнаружено разрушение поверхности нитроглицеринового пороха на стадии его зажигания. Показано, что степень разрушения зависит от мощности внешнего источника, начальной температуры и времени экспозиции. Предложена модель зажигания твердого топлива, учитывающая возникновение напряжений и деформаций в поверхностном слое при возбуждении химической реакции. Оценены характеристики зажигания и степень разрушения. Результаты качественно согласуются с данными эксперимента.

Исследованию влияния начальной температуры T_n на характеристики зажигания и горения порохов посвящено много публикаций. Так, увеличение температуры зажигания на 15–20 К с понижением T_n в [1] связывается с ростом затрат тепла на нагрев пороха и сильной зависимостью теплофизических и кинетических характеристик составляющих топливо веществ от температуры [2]. Обзор теоретических моделей и экспериментальных работ по влиянию T_n на скорость горения твердых топлив приведен в [3]. Анализ экспериментальных данных привел авторов разных работ к выводу, что основная причина повышения скорости горения — увеличение поверхности горения вследствие разрушения топлива [3, 4]. Последнее может происходить как в волне горения под действием давления продуктов газификации, так и на стадии зажигания, предшествующей горению, вследствие высоких градиентов температур и неоднородности структуры топлива. Для проверки последней гипотезы проведены эксперименты по зажиганию модельных пироксилинового и нитроглицеринового порохов при различных значениях T_n на установках кондуктивного и лучистого нагрева. Методика эксперимента традиционна и изложена в [5–7].

Поверхности охлажденных и (или) погашенных образцов исследовали под микроскопом при увеличении в 12–25 раз. Предварительный анализ показал, что структура поверхности исходных образцов однородна. Охлажденные в течение часа до температуры жидкого азота образцы практически сохраняют свою структуру. После резкого охлаждения в азоте в нитроглицериновом порохе появлялись трещины, видимые невооруженным глазом, вдоль которых образцы иногда раскалывались на куски. Разрушение, по-видимому, связано с переходом полимера, входящего в состав пороха, в стеклообразное состояние при понижении температуры и увеличением его хрупкости. Сохранившийся при охлаждении образец может быть разрушен при резком нагреве в условиях эксперимента на горячем блоке и установке лучистого нагрева. В первом случае из-за полного сгорания образцов структура поверхности не исследовалась.

При зажигании световым потоком выявлено, что степень разрушения поверхности нитроглицеринового пороха зависит от начальной температуры, времени экспозиции t_3 и величины потока q_0 . Например, при $q_0 = 250 \text{ Вт/см}^2$ и $T_n = 173 \text{ К}$ число трещин и их размеры возрастают со временем экспозиции. При $t_3 = 0,22 \text{ с}$ поверхность покрывается сетью

мелких трещин шириной $\approx 0,025$ мм. При $t_3 = 0,40$ с они укрупняются, но число их меньше; поверхность разделена на ячейки неправильной формы; ширина трещин достигает 0,1 мм и более. Для $t_3 = 0,6$ с характерны глубокие зигзагообразные трещины с рваными краями; от трещин шириной 0,25 мм отходит множество мелких ($< 0,02$ мм). Такое разрушение аналогично разрушению твердых тел в волнах напряжений и включает его основные стадии: зарождение и рост трещин, слияние мелких трещин в более крупные и их разветвление. Замечено, что характер разрушения поверхности образцов при $T_H = 296$ К и $q_0 = 250$ Вт/см² аналогичен предыдущему, но для появления крупных трещин требуется большее время экспозиции.

Определенной закономерности в разрушении поверхности с увеличением q_0 не отмечено, что связано со сложным характером взаимодействия различных физико-химических процессов в твердом теле. Так, с одной стороны, с повышением q_0 возрастают градиенты температуры в поверхностном слое, что способствует разрушению поверхности под действием термических напряжений. С другой стороны, степень разложения поверхности на стадии зажигания более существенна при низких потоках, следовательно, высокий уровень напряжений в поверхностном слое, превалирующий над чисто температурными напряжениями, возможен из-за различия свойств реагента и продукта реакции (так называемые концентрационные напряжения).

Выявлению определенных закономерностей мешают остаточные напряжения при охлаждении образца после отключения внешнего потока. Наконец, возникающие трещины могут влиять на физические закономерности процесса зажигания неоднозначно: для их образования требуются энергетические затраты; в результате растрескивания выделяется энергия и увеличивается поверхность реагента; трещины способствуют релаксации как внешних, так и внутренних напряжений и в то же время служат их концентраторами. Эти замечания в полной мере можно отнести и к влиянию времени экспозиции. Наиболее достоверен факт углубления и роста размеров трещин с уменьшением T_H при постоянных t_3 и q_0 .

Пример разрушения поверхности нитроглицеринового пороха показан на рис. 1,б. Явного разрушения поверхности пироксилинового пороха на стадии зажигания не обнаружено ни при каких значениях T_H , q_0 и t_3 .

Для описания и объяснения разрушения топлив на стадии зажигания использовалась следующая модель.

Известно, что в твердом теле различные физические и химические процессы взаимосвязаны. Так, химическая реакция ускоряется с повышением температуры, а выделение (или поглощение) тепла в реакции изменяет температуру тела. Не менее очевидна и связь между тепловыми и деформационными явлениями: нагрев тела сопровождается его расширением (деформацией), а релаксация поля напряжений возможна в форме выделения тепла [8, 9]. В [10] указывается на аналогию между температурными и концентрационными напряжениями и деформациями. Распространим эту аналогию на структурные напряжения, которые свяжем с поврежденностью среды или с удельным объемом повреждений v_c . Роль повреждений могут играть поры, трещины, инородные включения и т. д. Коэффициент структурного расширения α_c введем по аналогии с коэффициентами линейного теплового α_T и концентрационного α_k расширения [9, 10] по каждому компоненту:

$$\alpha_T = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{N_k, v_c}, \quad \alpha_k = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial N_k} \right)_{N_i, i \neq k, v_c, T}, \quad \alpha_c = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial v_c} \right)_{N_k, T},$$

где v , v_0 — текущий и начальный удельные объемы системы; N_k — кон

центрации компонентов. Тогда напряжения и деформации, возникающие в системе в ходе химического превращения, будут связаны с изменением удельного объема соотношениями, аналогичными обобщенному закону Гука:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} - \delta_{ij}\left(\varepsilon_{kk}\lambda + K\frac{v-v_0}{v_0}\right),$$

где λ, μ — коэффициенты Ламэ; $K = \lambda + (2/3)\mu$ — модуль объемного сжатия; $\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$ — компоненты тензоров напряжений и деформаций; $\varepsilon_{kk} = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$; относительное изменение удельного объема, связанное с описанными выше процессами, имеет вид

$$\frac{v-v_0}{v_0} = 3\left[\alpha_T(T-T_0) + \sum_k \alpha_N(N_k - N_{k0}) + \alpha_c(v_c - v_{c0})\right], \quad (1)$$

δ_{ij} — символ Кронекера ($\delta_{ii} = 1, i = j; \delta_{ij} = 0, i \neq j$).

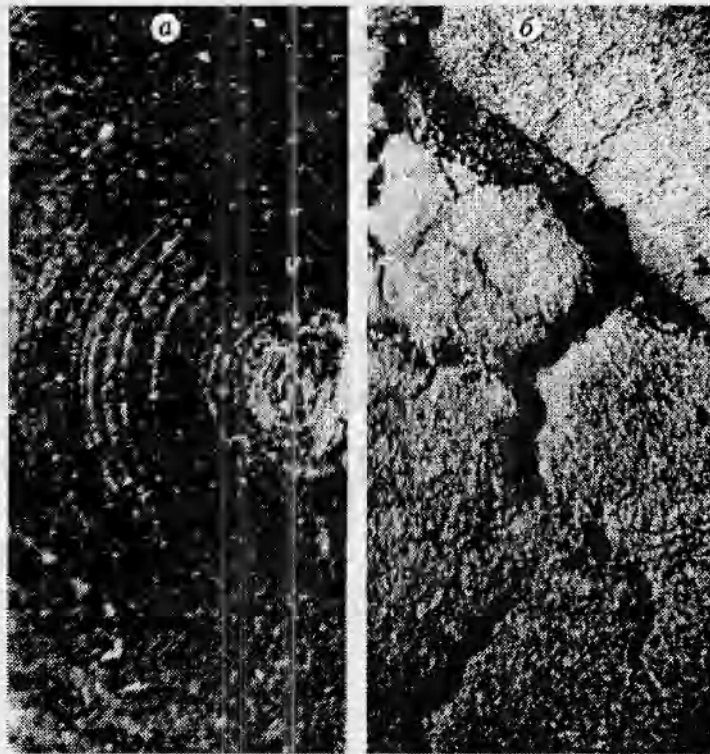


Рис. 1. Поверхность исходного образца после обработки на токарном станке, $\times 12$ (а) и разрушенного после воздействия теплового потока (б); $q_0 = 250 \text{ Вт/см}^2$, $t_3 = 0,4 \text{ с}$, $T_H = 173 \text{ К}$.

Рассмотрим зажигание полубесконечного слоя конденсированного вещества. В этом случае деформацию можно считать одноосной. Так как рассматривается только стадия возбуждения реакции, газофазные процессы и диффузию газообразного продукта в образующихся трещинах опускаем, ограничиваясь простейшей схемой $A \rightarrow B$. Пренебрегаем изменением свойств вещества с температурой, а изменение их в ходе реакции свяжем лишь с концентрационным и структурным расширением. Тогда второе

слагаемое в квадратных скобках (1) примет вид

$$\sum_k \alpha_k (N_k - N_{k0}) = \Delta \alpha y,$$

где $\Delta \alpha = (\alpha_B - \alpha_A) N_{A0}$; y — степень превращения.

Аналогично [11], нестационарные уравнения теплопроводности, химической кинетики, уравнение равновесия и соотношения закона Гука для данной задачи запишутся в следующем виде:

$$c_\varepsilon \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_\tau \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_0 z_0 \Phi_1(y) \Phi_2(T) - T \frac{\partial}{\partial T} \varepsilon_{11} \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{v - v_0}{v_0} \right], \quad (2)$$

$$\Phi_1(y) = (1 - y)^n, \quad \Phi_2(T) = \exp(-E_0/RT),$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = z_0 \Phi_1(y) \Phi_2(T), \quad (3)$$

$$\sigma_{11,x} = 0, \quad (4)$$

$$\sigma_{11} = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{11} - K(v - v_0)/v_0, \quad (5)$$

$$\sigma_{22} = \sigma_{33} = \lambda \varepsilon_{11} - K(v - v_0)/v_0,$$

где c_ε — удельная теплоемкость при постоянной деформации. В бесконечности выполняется условие адиабатичности $\partial T/\partial x = 0$, а на свободный конец $x = 0$ ($\sigma_{11}(x = 0) = 0$) падает тепловой поток $q_0 = \lambda_\tau \partial T/\partial x$.

Из (4), (5) получим

$$\varepsilon_{11} = \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \frac{v - v_0}{3v_0}.$$

Следовательно, вместо (2) имеем уравнение теплопроводности с переменной теплоемкостью и дополнительными источниками и стоками, связанными с обратным влиянием деформаций и поврежденности на поле температур:

$$c'_\varepsilon \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_\tau \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_0 z_0 \Phi_1(y) \Phi_2(T) - T \alpha_\tau^2 \frac{(3\lambda + 2\mu)^2}{\lambda + 2\mu} \left[\frac{\Delta \alpha}{\alpha_\tau} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\alpha_c}{\alpha_\tau} \frac{\partial v_c}{\partial t} \right], \quad (6)$$

$$c'_\varepsilon = c_\varepsilon \left[1 - \frac{(3\lambda + 2\mu)^2}{(\lambda + 2\mu)} \frac{\alpha_\tau^2 T}{c_\varepsilon \rho} \right].$$

Во многих моделях разрушения [12] скорость накопления повреждений $\partial v_c/\partial t$ (увеличение их удельного объема) связывают с изменением давления, которое определим так:

$$p = \frac{1}{3} (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}).$$

Используя закон Гука (5), найдем

$$p = -\mu \frac{4}{3} \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \frac{v - v_0}{v_0}. \quad (7)$$

Примем кинетическую модель накопления повреждений в виде

$$\frac{\partial v_c}{\partial t} = -\frac{n}{k_c} \left[v_c + v^- e^{\nu' \nu_0} \right],$$

которая, по мнению автора [13], отражает многие качественные закономерности разрушения материалов при динамическом нагружении. Здесь v^* , p_0 — константы материала, а параметр k_c имеет размерность и смысл вязкости. Величина v^* связана с начальным числом потенциальных центров повреждения. Видимо, не будет большой ошибки, если v^* отождествить с начальным удельным объемом повреждений v_{c0} , что позволит уменьшить число параметров. Параметр p_0 примем равным по абсолютной величине теоретическому пределу прочности, полагая, что «ускоренный» рост удельного объема повреждений происходит после достижения давлением этой величины. Как правило, увеличение удельного объема трещин связывают лишь с растягивающими напряжениями [13], поэтому $\partial p / \partial t = 0$, если $p > 0$.

В безразмерных переменных

$$\Theta = \frac{T_* - T_0}{RT_*^2/E_0}, \quad \xi = \frac{x}{(\alpha_\tau t_*)^{1/2}}, \quad \tau_* = \frac{t}{t_*}, \quad S = \frac{p}{\sigma_*}, \quad e = \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_*}, \quad r = \frac{v_c}{v_{c0}},$$

где $t_* = \frac{c_\varepsilon \rho RT_*^2}{E_0 Q_0 z_0} \exp\left(\frac{E_0}{RT_*}\right)$; $\sigma_* = (3\lambda + 2\mu) \alpha_\tau \frac{RT_*^2}{E_0}$; $\varepsilon_* = \frac{\sigma_*}{\lambda + 2\mu}$; E_0 , Q_0 , z_0 — энергия активации, тепловой эффект, предэкспонент химической реакции, задача примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} [1 + \delta(1 + \beta \Theta)] = \\ = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \Phi_1(y) \Phi_2(\Theta) [1 - \delta g(1 + \beta \Theta)] - \delta(1 + \beta \Theta) \frac{\varkappa}{\gamma} \frac{\partial r}{\partial \tau}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \gamma \Phi_1(y) \Phi_2(\Theta), \quad \Phi_2(\Theta) = \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}\right), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} S &= -k_0 e, \\ e &= \Theta + \Theta_0 + \frac{g}{\gamma} y + \frac{\varkappa}{\gamma} (r - 1), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial r}{\partial \tau} = \begin{cases} 0, & S \geq 0, \\ -\gamma_c S (r + r_0), & r_0 = e^{S/S_0}, \quad S < 0, \end{cases} \quad (11)$$

$$\xi = 0: \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = Q_e, \quad \xi \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0, \quad \tau = 0: \quad r = 1, \quad y = 0, \quad \Theta = -\Theta_n.$$

Требуется найти время зажигания и зависимость поврежденности r от величины теплового потока и начальной температуры. В общем случае решение задачи зависит от параметров: $k_0 = 4\mu/(\lambda + 2\mu)/3$, $\Theta_n = \frac{T_* - T_0}{RT_*^2} E_0$,

$$\begin{aligned} Q_e &= \frac{q_0 x_*}{T_* \beta \lambda_\tau}, \quad \beta = \frac{\Theta}{\Theta_n} \left(\sigma = \frac{T_* - T_0}{T_*} \right), \quad S_0 = \frac{p_0}{\sigma_*}, \quad \delta = \frac{(3\lambda + 2\mu)^2 \alpha_\tau^2 T_*}{\lambda + 2\mu c_\varepsilon \rho}, \\ g &= \frac{\Delta \alpha_y c_\varepsilon \rho}{\alpha_\tau Q_0}, \quad \varkappa = \frac{\alpha_c v_{p0}}{\alpha_\tau Q_0} c_\varepsilon \rho, \quad \gamma = \frac{c_\varepsilon \rho RT_*^2}{E_0 Q_0} \quad \text{и} \quad \gamma_r = \frac{t_* \sigma_*}{k_c}. \end{aligned}$$

Масштабная температура T_* определяется в ходе решения задачи.

Сделаем простые качественные оценки для $\Theta_n \gg 1$, характерных для задач зажигания. Это условие позволяет пренебречь величинами порядка β или провести приближенные оценки, записав $1 + \beta \Theta \approx 1 + \beta \Theta_*$, где Θ_* — некоторая характерная для задачи температура, например температура зажигания. Кроме того, приняв, что в исходном образце концентра-

ция поврежденностей очень мала и их удельный объем $v_{p0} = 10^{-9}$ см³/г, и используя в оценках характеристики пороха Н [5] $Q = 1200$ Дж/г, $c_e = 1,46$ Дж/(г · К), $\rho = 1,6$ г/см³, получим даже для $\alpha_c = 0,1$ см³/г значение $\varepsilon \approx 1,9 \cdot 10^{-8}$. Следовательно, в задаче можно пренебречь непосредственным влиянием разрушения на поле температур, по крайней мере в первом приближении.

Воспользуемся адиабатическим критерием зажигания [5] для $n = 0$, если режим зажигания вообще возможен в какой-либо области параметров. Приравнивая скорость роста температуры на границе топлива вследствие внешнего инертного нагрева и скорость ее роста вследствие химического тепловыделения в момент зажигания τ_a , придем к соотношениям

$$\Theta_* + \Theta_H = \frac{Q_e}{(1 + \delta)^{1/2}} 2 \left(\frac{\tau_a}{\pi} \right)^{1/2}, \quad \frac{Q_e}{(\pi_a \tau (1 + \delta))^{1/2}} = f(\Theta_*), \quad (12)$$

где Θ_* — безразмерная температура зажигания (температура подключения химических реакций);

$$\delta' = \delta (1 + \beta \Theta);$$

$$f(\Theta_*) = (1 - \delta g (1 + \beta \Theta)) \exp[\Theta_*/(1 + \beta \Theta_*)]/(1 + \delta).$$

Если $\delta = 0$, то, принимая за масштабную температуру подключения химических реакций, т. е. полагая $\Theta_* = 0$, получим результат [5]

$$\tau_a = \tau_a^{(0)} = \Theta_H/2 = Q_e^2/\pi, \quad (13)$$

откуда определим размерные величины $T_*^{(0)}$ и $t_a^{(0)}$. Поступая аналогично для $\delta \neq 0$, найдем

$$\tau_a = \frac{\Theta_H}{2} \frac{1 + \delta}{1 - \delta g}; \quad \frac{Q_e^2}{\pi} = \frac{\Theta_H}{2} (1 - \delta g) \quad (14)$$

или в размерных переменных

$$T_* = T_0 + \frac{2}{\pi} \frac{q_0^2}{1 + \delta} \frac{\exp(E_0/RT_*)}{\lambda_T Q_0 z_0},$$

$$t_a = \frac{c_e \rho}{2 z_0 Q_0} (T_* - T_0) \frac{1 + \delta}{1 - \delta g} \exp(E_0/RT_*).$$

Естественно, формулы (14) имеют смысл для $1 - \delta g > 0$ или $\delta g < 1$. Интерпретация результата может быть различной, например изменение суммарного теплового эффекта химической реакции $Q'_0 = Q_0(1 - \delta g)$.

Выбирая в качестве масштабной температуру $T_*^{(0)}$ из (13), выражение для температуры и времени подключения химических реакций можно представить в виде

$$\Theta_* \approx -\frac{\Theta_H}{\Theta_H + 1} \ln \left[\frac{1 + \delta}{1 - \delta g} \right],$$

$$\tau_a \approx \frac{\Theta_H}{2} (1 + \delta) \left[1 - \frac{1}{1 + \Theta_H} \ln \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta g} \right) \right]. \quad (15)$$

Зная оценку для температуры и пользуясь преобразованием $\partial y / \partial \tau \approx (\partial y / \partial \Theta)(\partial \Theta / \partial \tau)$, из уравнения (9) найдем

$$y_* \approx \pi \gamma \frac{\Theta_H}{2} (1 - \delta g), \quad \gamma \ll 1. \quad (16)$$

Из (15), (16) и выражений (10) определим деформации и давление, соответствующие моменту зажигания:

$$e_* \approx \Theta_H \left[1 + \frac{\pi}{2} g (1 - \delta g) \right] - \ln \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta g} \right) \frac{\Theta_H}{1 + \Theta_H}, \quad S_* \approx k_0 e_*.$$

Максимально возможную поврежденность поверхностного слоя в этом случае оценим, используя значение S_* , соответствующее моменту подключения химических реакций:

$$r \approx \left[(1 + e^{-k_0 e_* / S_0}) \exp(\gamma_r k_0 T e_*) - e^{-k_0 e_* / S_0} \right].$$

Представленные грубые оценки позволяют сделать следующие выводы. Чем больше время действия напряжений S_* , тем сильнее степень разрушения. В свою очередь, величина S_* тем больше, чем выше температурный напор, т. е. чем ниже T_0 . Влияние теплового потока q_0 , нагревающего топлива, неоднозначно. С одной стороны, с увеличением q_0 слабо уменьшается Θ_H вследствие роста T_* , но с другой — снижается предельное давление S_0 , при котором ускоряется рост поврежденности. Если g — большой отрицательный параметр (это возможно, например, если продукт реакции — твердое вещество), то к моменту зажигания с ростом степени превращения установятся деформации $e_* \leq 0$. Поэтому в полной динамической задаче, начиная с некоторого момента времени, рост поврежденности должен прекратиться. Если реакция идет с увеличением объема, $g > 0$ (например, продуктом реакции разложения в ж-фазе является газ, что и характерно для топлив), то стоит ожидать высокой степени разрушения на стадии зажигания при соответствующих γ_r и S_0 . Если $\gamma_r \rightarrow 0$ и $S_0 \gg 1$, разрушения не будет.

Такие параметры, видимо, можно считать характерными для пироксилиновых топлив. Если $\gamma_r \neq 0$ и $S_0 \sim 1$, то разрушение будет существенным. Эта область параметров соответствует нитроглицериновому пороху. Отсутствие экспериментальных данных по кинетическим параметрам разрушения для этих топлив не позволяет сделать более строгого вывода.

Численные решения задачи проводились по неявной разностной схеме методом прогонки. В расчетах определялись поля температуры, глубины превращения, деформаций, давления и степени поврежденности. Дополнительно к приведенным выше параметрам принято $E_0 = 146,7$ Дж/моль, $\lambda_T = 2,35$ Дж/(см · с · К), $z_0 = 8,6 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, $\alpha_T = 10^{-4}$ К⁻¹, $\lambda = 2 \cdot 10^4$, $\mu = 4,15 \cdot 10^3$ Дж/см³, $k_c = 2 \cdot 10^3$ г/(см · с), $p_0 = 5 \cdot 10^2$ Дж/см³. Это дает следующие значения температуры, полученной по (13), масштабов времени и пространственной координаты:

T_0 , К	q_0 , Вт/см ²	T_* , К	x_* , см	t_* , с
170	195	606,5	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \cdot 10^{-3}$
170	15	516	$1,58 \cdot 10^{-2}$	0,249
273	15	520	$1,39 \cdot 10^{-2}$	0,192
350	15	524	$1,23 \cdot 10^{-2}$	0,149

Приведенные данные могут быть использованы при пересчете безразмерных величин, представленных на графиках, в размерные.

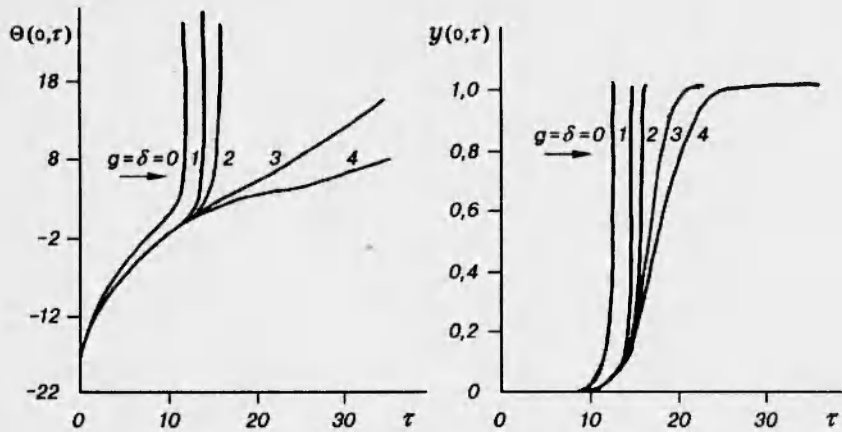


Рис. 2. Изменение температурного режима в поверхностном слое топлива вследствие влияния концентрационных напряжений; $g = -2,5$ (1), 0 (2), 2,1 (3) и 5 (4).

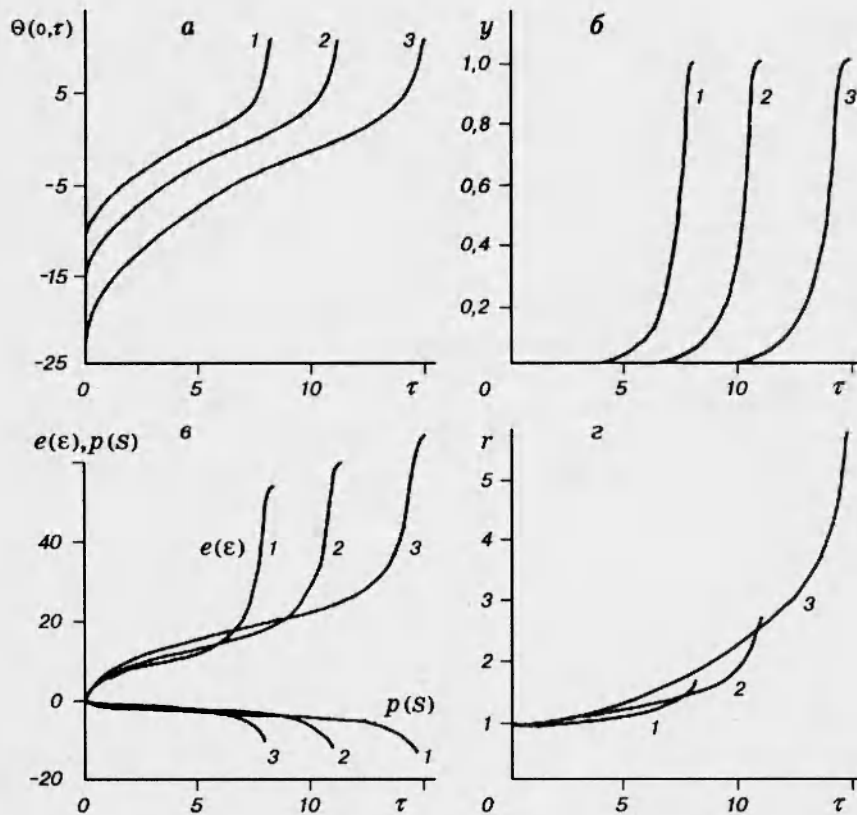


Рис. 3. Зависимость температуры (а), глубины превращения (б), деформаций, напряжений (в) и поврежденности (г) на поверхности ($\xi = 0$) от времени.

T_0, K : 1 — 350, 2 — 273, 3 — 170.

Анализ результатов численного счета показал, что в используемой модели о режиме зажигания можно говорить не во всем диапазоне параметров. При данном значении внешнего потока q_0 с увеличением параметра g происходит изменение формы температурной кривой: от линии с

ярко выраженным перегибом в момент подключения химических реакций (например, для $g = -2,5$, рис. 2, кривые 1) до кривой, больше характерной для вынужденного реагирования (рис. 2, кривые 4), — режим зажигания. При отключении внешнего источника в первом случае возможно самостоятельное распространение фронта реакции, во втором реакция прекращается (на рис. 2 не показано). Аналогичное изменение формы температурной кривой (вырождение зажигания) возможно в этой модели и при увеличении q_0 в области $g > 0$, когда влияние напряжений и деформаций, кроме увеличения теплоемкости, проявляется как эффект параллельной эндотермической реакции. Отдельные кривые на рис. 2 — расчет для $\delta = g = 0$.

Характер влияния начальной температуры на процесс зажигания продемонстрирован на рис. 3 для $q_0 = 15 \text{ Вт/см}^2$ и $\Delta\alpha_y = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{г}$. При данном наборе параметров подключение химических реакций резко увеличивает деформации в поверхностном слое из-за ускорения роста температуры и увеличения степени превращения; растягивающие напряжения (нижние кривые на рис. 3,б) меняются аналогично; относительный удельный объем повреждений растет с уменьшением начальной температуры, что качественно согласуется с приближенными аналитическими оценками и данными эксперимента. С ростом потока (до 250 Вт/см^2) эффект низких температур усиливается. Расчеты показывают, что чем меньше δ или коэффициент теплового расширения (что в реальной ситуации может быть связано с уменьшением начальной температуры), тем больше деформации в поверхностном слое и выше степень разрушения. В этом случае относительный удельный объем повреждений, связанный только с термическими напряжениями (до резкого увеличения глубины превращения или собственно на стадии зажигания), растет с увеличением q_0 . При дальнейшем развитии процесса превалирует влияние концентрационных напряжений. Чем больше δ , тем сильнее проявляется при высоких потоках эндозффект, связанный с потерями тепла на деформирование, что снижает температуры и градиенты в поверхностном слое и, следовательно, степень разрушения.

В заключение отметим, что модель не выходит за рамки теории упругости, так как здесь анализируется только стадия зажигания и влияние низких температур, когда рассмотренное приближение вполне уместно.

Таким образом, в работе показана возможность разрушения поверхностного слоя топлива при его зажигании и предложена математическая модель процесса, учитывающая взаимосвязанный характер переноса тепла, деформирования и разрушения при иницировании химической реакции в твердом веществе.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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. С. 579–583.
2. Жданов В. Ф., Маслов В. П., Хлевной С. С. Теплофизические коэффициенты нитроглицеринового пороха при низких температурах // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 1. С. 40–41.
3. Cohen N. S., Flanigan D. A. Mechanisms and models of solid propellant burn rate temperature sensitivity: a review // AIAA Journal. 1985. V. 23, N 10. P. 1530–1548.
4. Heister S., Landsbaum E. Analysis of ballistic anomalies in solid rocket motors. New York, 1985. (Pap. / AIAA; N 1303).
5. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.

6. Кузнецов В. Т., Марусин В. П., Скорик А. И. К вопросу о механизме зажигания гетерогенных систем // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 4. С. 526-529.
7. Вилюнов В. Н., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Воспламенение пироксилина световым потоком высокой интенсивности // Горение и взрыв. М.: Наука, 1977. С. 278-281.
8. Ландау Л. Д. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
9. Боли Б., Уайнер Д. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964.
10. Еремеев В. С. Диффузия и напряжения. М.: Энергоатомиздат, 1984.
11. Князева А. Г. Скорость фронта простейшей твердофазной химической реакции и внутренние механические напряжения // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 44-54.
12. Ахмадеев Н. Х. Динамическое разрушение тел в волнах напряжений. Уфа, 1988.
13. Наймарк О. Б. О деформационных свойствах и макроскопической кинетике разрушения полимеров с субмикротрещинами // Механика композит. материалов. 1981. № 1. С. 16-22.

Поступила в редакцию 29/VII 1994 г.
