

## ЗАЖИГАНИЕ ТВЕРДЫХ ВВ ТЕПЛОТОЙ СУХОГО ТРЕНИЯ

А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов

(Москва)

Тепловыделение при внешнем трении является фактором, ответственным за возбуждение взрыва твердых ВВ при всех видах механических воздействий (удар, трение, накол) [1, 2]. В результате нагрева от сил трения при определенных температурах могут появиться пластическая и жидкая прослойки. В настоящей работе рассматривается зажигание твердых ВВ теплотой сухого трения, т. е. рассматриваются случаи, когда воспламенение происходит раньше, чем успеет образоваться вблизи поверхности трения пластическая или жидкая прослойка.

**Постановка задачи.** По величине удельной силы трения твердое ВВ можно разбить на две группы. К первой группе относятся бризантные ВВ, ко второй — иницирующие ВВ и неплавящиеся системы (взрывчатые полимеры и системы полимерное горючее — окислитель).

Так как давления всестороннего сжатия, необходимые для возбуждения взрыва бризантных ВВ, на два порядка превышают значения пределов прочности этих ВВ, то удельная сила трения равна пределу прочности ВВ на сдвиг [1].

В случае иницирующих ВВ и неплавящихся систем давления прижатия, необходимые для возбуждения взрыва, не превышают значения пределов прочности ВВ или одного с ними порядка [1, 2]. Для этой группы ВВ выражение для удельной силы трения можно записать с использованием коэффициента трения

$$\tau_{\text{тр}} = f p, \quad (1)$$

где  $f$  — коэффициент трения;  $p$  — давление прижатия. Удельная сила трения зависит от температуры. Поскольку зажигание ВВ теплотой трения является процессом существенно неизотермическим, то необходим учет этой зависимости.

Возбуждение взрыва твердых бризантных ВВ при механических воздействиях происходит при прочностном разрушении за счет тепловыделения трения на поверхностях разрушения. Как показано в работе [1], прочностное разрушение ВВ хорошо описывается закономерностями, полученными для пластических разрушений металлов. В последнем случае предел прочности уменьшается примерно линейно с повышением температуры [3]. Поэтому зависимость предела прочности ВВ на сдвиг от температуры возьмем в следующем виде:

$$\tau_{\text{пр}}(T) = \tau_{\text{пр}}^0 \frac{T_{\text{пл}} - T}{T_{\text{пл}} - T_{\text{н}}}, \quad (2)$$

где  $\tau_{\text{пр}}^0$  — предел прочности ВВ на сдвиг при начальной температуре  $T_{\text{н}}$ ;  $T_{\text{пл}}$  — температура плавления ВВ.

Для иницирующих ВВ и неплавящихся систем рассмотрим случай линейного падения коэффициента трения с температурой

$$f = f_0 [1 - A(T - T_{\text{н}})], \quad (3)$$

где  $f_0$  — значение коэффициента трения при начальной температуре;  $A$  — коэффициент пропорциональности. Перепишем выражение (3) в виде, аналогичном (2):

$$f = f_0 \frac{T_{\text{ф}} - T}{T_{\text{ф}} - T_{\text{н}}}, \quad (4)$$

где  $T_{\phi} = T_{\text{н}} + 1/A$  — некоторая температура, формально равная той, при которой коэффициент трения равен нулю.

Рассмотрим скольжение со скоростью  $v$  полупространства инертного материала (им может быть, например, металл) по полупространству твердого ВВ. В плоскости, разделяющей эти полупространства, от трения выделяется тепло с удельной мощностью

$$q_0 = \tau_{\text{тр}} v, \quad (5)$$

где  $\tau_{\text{тр}}$  — удельная сила трения, определяемая выражениями (1), (2) и (4).

Система уравнений теплового баланса запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} &= \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}, \quad x < 0, \\ c \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad x > 0. \end{aligned}$$

Начальные условия:

$$t=0, T_1 = T_{\text{н}} \text{ при } -\infty < x < 0; T = T_{\text{н}} \text{ при } 0 < x < \infty.$$

Граничные условия:

$$x=0, \quad T_1 = T, \quad (6)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q_0; \quad (7)$$

$$x = -\infty, \quad T_1 = T_{\text{н}}; \quad x = \infty, \quad T = T_{\text{н}}.$$

Обозначения:  $t$  — время;  $x$  — расстояние от плоскости трения;  $T(x, t)$  — температура в ВВ;  $T_1(x, t)$  — температура в инертном материале;  $\rho, c, \lambda$  — плотность и коэффициенты теплоемкости и теплопроводности ВВ;  $\rho_1, c_1, \lambda_1$  — то же, для инертного материала;  $Q, k_0, E$  — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации химической реакции соответственно;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Таким образом, имеем сопряженную задачу о зажигании ВВ теплотой сухого трения.

**Решение задачи.** В тепловой теории зажигания конденсированных ВВ А. Г. Мержановым с сотрудниками разработан приближенный метод решения задач, суть которого заключается в том, что используется решение задачи о нагреве химически инертных тел, которое дополняется критическим условием зажигания [4]. Воспользуемся этим методом для решения рассматриваемой задачи.

Генерируемое при трении тепло  $q_0(t)$  распределяется между инертным материалом и взрывчатым веществом. В инертный материал идет тепловой поток  $q_1(t) = \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, t)$ , в ВВ — поток  $q(t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(0, t)$ .

Решая полученную сопряженную задачу для случая нагрева химически инертных тел, можно показать, что в случае постоянных значений плотности, теплофизических коэффициентов и при одинаковой начальной температуре ВВ и инертного материала отношение между тепловыми потоками  $q_1(t)$  и  $q(t)$  не зависит от вида функции  $q_0(t)$ .

Согласно [5] распределение температуры в инертном материале и в ВВ (без тепловыделения химической реакции) будет описываться выражениями:

$$T_1(x, t) = T_n + \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda_1 c_1 \rho_1}} \int_0^t q_1(t - \tau) \exp\left(-\frac{x^2}{4a_1 \tau}\right) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}},$$

$$T(x, t) = T_n + \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda c \rho}} \int_0^t q(t - \tau) \exp\left(-\frac{x^2}{4a \tau}\right) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}},$$

где  $a_1$  и  $a$  — коэффициенты температуропроводности инертного материала и ВВ. Из условия непрерывности температуры (6) при переходе через плоскость трения получим выражение

$$\frac{q(t)}{q_1(t)} = \sqrt{\frac{\lambda c \rho}{\lambda_1 c_1 \rho_1}}, \quad (8)$$

справедливое для любого момента времени. (При постоянном значении величины  $q_0$  выражение (8) следует из решения соответствующей задачи [6].) Из второго граничного условия (7) в плоскости трения для теплового потока, идущего на нагрев ВВ, получим формулу

$$q(t) = \frac{q_0(t)}{1 + \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda c \rho}}, \quad (9)$$

соответствующую формуле Шаррона для коэффициента распределения тепловых потоков [7].

Используя (2), (5) и (9) для теплового потока, идущего на нагрев бризантных ВВ, получим выражение

$$q(t) = \frac{\tau_{\text{пр}}^0 v}{1 + \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda c \rho}} \frac{T_{\text{пл}} - T_{\text{п}}}{T_{\text{пл}} - T_{\text{н}}},$$

которое можно записать в виде граничных условий 3-го рода

$$q(t) = \alpha_1 (T_{\text{пл}} - T_{\text{п}}),$$

где  $T_{\text{п}}$  — температура поверхности ВВ, а коэффициент

$$\alpha_1 = \frac{1}{1 + \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda c \rho}} \frac{\tau_{\text{пр}}^0 v}{T_{\text{пл}} - T_{\text{н}}}.$$

В случае инициирующих ВВ и неплавящихся систем, используя (1), (4), (5) и (9), аналогичным образом получим

$$q(t) = \alpha_2 (T_{\text{ф}} - T_{\text{п}}),$$

где коэффициент

$$\alpha_2 = \frac{1}{1 + \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda c \rho}} \frac{f_0 p v}{T_{\text{ф}} - T_{\text{н}}}.$$

Скорость скольжения и давление считаем неизменными, тогда коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  будут величинами постоянными.

Таким образом, задача о зажигании твердых ВВ теплотой сухого трения сводится к задаче о зажигании ВВ при граничных условиях 3-го рода. Приближенное решение такой задачи известно и дает для определения параметров зажигания бризантных ВВ следующую систему уравнений [8]:

$$\alpha_1 (T_{\text{пл}} - T_3) = \left[ \lambda Q k_0 \frac{RT_3^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_3}\right) \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$T_3 = T_{\text{пл}} - (T_{\text{пл}} - T_{\text{н}}) \varphi\left(\frac{z_1}{\lambda} \sqrt{at_3}\right), \quad (11)$$

$$Q_3 = \frac{\lambda_{cp}}{\lambda_1} (T_{пл} - T_n) \left[ \varphi \left( \frac{\alpha_1}{\lambda} \sqrt{at_3} \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha_1}{\lambda} \sqrt{at_3} - 1 \right], \quad (12)$$

где 
$$\varphi(y) = \exp(y^2) \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-u^2) du \right].$$

Здесь  $t_3$  — время задержки зажигания,  $T_3 = T(0, t_3)$  — температура зажигания,  $Q_3$  — теплота, накопленная в прогревом слое ВВ к моменту зажигания.

В случае инициирующих ВВ и неплавящихся систем в уравнениях (10) — (12) величины  $T_{пл}$  и  $\alpha_1$  должны быть заменены на  $T_\phi$  и  $\alpha_2$ .

Отметим некоторые частные случаи приведенного решения. При постоянном значении коэффициента трения ( $T_\phi \rightarrow \infty$ ) зажигание осуществляется постоянным тепловым потоком

$$q = \frac{f_0 p v}{1 + \sqrt{\lambda_1 c_{1p1} / \lambda_{cp}}}.$$

Приближенное решение задачи дает в этом случае следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} T_3 &= T_n + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q \sqrt{t_3}}{\sqrt{\lambda_{cp}}}, \\ q &= \left[ \lambda Q k_0 \frac{RT_3^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_3}\right) \right]^{1/2}, \\ Q_3 &= q t_3. \end{aligned}$$

Применяя приближенное выражение для функции  $\varphi(y)$  при больших значениях аргумента [5], вместо (11) получим более простую формулу:

$$T_3 = T_{пл} - (T_{пл} - T_n) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{\alpha_1 \sqrt{at_3}}, \quad (13)$$

справедливую для температур зажигания, близких к температуре плавления  $T_{пл}$ .

Приведенные решения позволяют находить параметры зажигания твердых ВВ при сухом трении в зависимости от значений скорости скольжения, давления, коэффициента трения, предела прочности ВВ, температуры плавления, теплофизических параметров ВВ и инертного материала и кинетических параметров ВВ.

**Анализ решения.** Остановимся прежде всего на выражении (8). Значение коэффициента теплового насыщения  $\sqrt{\lambda_{cp}}$  бризантных ВВ составляет в среднем  $4,18 \cdot 10^2 \text{ Дж/м}^2 \cdot \text{град} \cdot \text{сек}^{1/2}$ , а стали —  $4,18 \cdot 10^4 \text{ Дж/м}^2 \cdot \text{град} \cdot \text{сек}^{1/2}$ . Выражение (8) показывает, что в этом случае лишь 1% теплоты трения идет на нагрев ВВ, остальные 99% тепла идут в металл. Для средних значений параметров  $t_3 = 10^{-4} \text{ сек}$ ,  $\tau_{пр}^0 = 3 \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$ ,  $T_3 = 0,9$ ,  $T_{пл} = 800^\circ \text{ К}$  (при  $T > 0,9$   $T_{пл}$  начинают проявляться пластические свойства ВВ [1]) в рассматриваемом случае по формуле (13) получим необходимое значение скорости скольжения  $v = 306 \text{ м/сек}$ .

Если при прочих равных условиях заменить трение металла о ВВ на трение ВВ о ВВ, то  $v = 6,12 \text{ м/сек}$ . Отсюда вытекает, что на величину скорости трения, необходимой для возбуждения взрыва твердых ВВ при механических воздействиях, очень сильное влияние оказывает ме-

сто образования поверхности разрушения ВВ. Если эта поверхность совпадает с поверхностью контакта ВВ с металлом, то скорость скольжения примерно на два порядка превышает скорость скольжения, необходимую в том случае, когда поверхность разрушения проходит внутри ВВ.

Критические условия при зажигании ВВ теплотой трения возможны по времени. Когда трение продолжается в течение ограниченного промежутка времени, то зажигания не произойдет, если в этот промежуток времени не успеет образоваться достаточно глубокий прогретый слой. Приблизительно можно считать, что зажигание не произойдет, если время выделения тепла от трения меньше времени задержки зажигания [9]. Рассмотрим этот параметр зажигания подробнее.

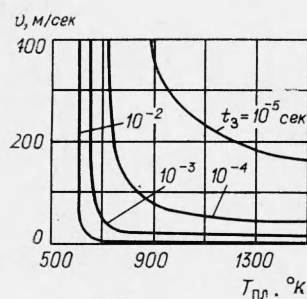
Используя выражения для времени задержки зажигания при граничных условиях 1-го и 2-го родов, являющихся предельными для граничных условий 3-го рода [10], для рассматриваемых случаев получим следующую зависимость между временем задержки зажигания и адиабатическим периодом индукции  $t_{ад}$  при температуре зажигания:

$$t_3 = \left( \frac{1}{\pi} \div \frac{\pi}{4} \right) \left[ \frac{E}{RT_3^2} (T_3 - T_H) \right]^2 t_{ад}, \quad (14)$$

где

$$t_{ад} = \frac{c_p}{Qk_0} \frac{RT_3^2}{E} \exp \frac{E}{RT_3}.$$

Из формулы (14) вытекает, что для общепринятых температур очагов разогрева (700—900° К), возникающих в бризантных ВВ при механических воздействиях, время задержки зажигания на два порядка больше адиабатического периода при температуре зажигания. Такой же результат был получен в экспериментах по зажиганию пироксилина проволочками, нагретыми до температур 700—900° К при давлениях порядка тех, которые развиваются в ВВ при механических воздействиях [11].



Для процесса зажигания при механических воздействиях на твердые ВВ важно знать, как величины давления прижатия и скорости скольжения влияют на время задержки зажигания. В случае бризантных плавящихся ВВ прикладываемое давление повышает температуру плавления ВВ, т. е. каждому значению давления соответствует определенное значение температуры плавления ВВ. На рисунке приведены найденные по формулам

(10), (11) зависимости скорости трения от температуры плавления ВВ при постоянных значениях времени задержки зажигания. При расчете использовались следующие значения величин:  $\tau_{пр}^0 = 4,56 \cdot 10^7$  н/м<sup>2</sup>;  $\lambda = 0,192$  дж/м·сек·град,  $c = 1150$  дж/кг·град,  $\rho = 1500$  кг/м<sup>3</sup>,  $Q = 10^{10}$  дж/м<sup>3</sup>,  $k_0 = 3,16 \cdot 10^{18}$  сек<sup>-1</sup>,  $E = 2,28 \cdot 10^5$  дж/моль.

Из рисунка следует, что зависимость скорости скольжения от давления прижатия (температуры плавления) при заданных значениях времени задержки имеет два предельных случая, соответствующих граничным условиям 1-го и 2-го родов. Скорость скольжения ограничена снизу значением скорости при бесконечном давлении ( $T_{пл} \rightarrow \infty$ ). В этом случае на зажигании теплотой сухого трения не сказывается зависимость силы трения от температуры, и получается зажигание постоянным тепловым потоком. Температура плавления, т. е. давления, обеспечивающего эту температуру плавления, ограничена снизу температу-

рой плавления, необходимой при больших скоростях скольжения. В этом предельном случае температура в плоскости трения очень быстро принимает значения, близкие к температуре плавления, и время задержки становится близким к времени задержки при граничных условиях 1-го рода, когда температура поверхности поддерживается постоянной и равной температуре плавления. Но для данного предельного случая следует подчеркнуть, что при достаточно больших значениях скорости скольжения становится существенным учет вязкостных разогревов в пластической и жидкой прослойках ВВ и задача о зажигании твердых ВВ теплотой сухого трения становится неприменимой.

Таким образом, необходимые для обеспечения заданного значения времени задержки зажигания при сухом трении давления и скорости скольжения являются взаимосвязанными величинами, причем эта связь такая, что увеличение одной из них при постоянном значении другой вызывает уменьшение времени задержки зажигания только до определенного значения.

Приведенные результаты могут применяться для оценки чувствительности твердых ВВ к механическим воздействиям. Например, чем большими получаются при расчете значения давления и скорости скольжения, обеспечивающие заданную величину времени задержки зажигания ВВ при трении, тем меньшей чувствительностью к механическим воздействиям должно обладать это ВВ. Кроме того, полученные результаты позволяют судить о влиянии различного рода величин на чувствительность твердых ВВ к механическим воздействиям.

Приведенные формулы для расчета параметров зажигания твердых ВВ при трении получены для случая сухого трения с постоянной скоростью  $v$  и при постоянном давлении прижатия  $p$  (постоянной  $T_{пл}$ ). Можно рассмотреть случаи сухого трения с переменными значениями  $v$ ,  $p$  и  $T_{пл}$ , что будет отражать динамику реальных процессов возбуждения взрыва твердых ВВ в самых различных случаях. Задачи при этом сведутся к динамическим режимам зажигания, рассмотренным А. Г. Мержановым с сотрудниками [8].

В заключение следует отметить, что для возможности применения рассмотренной в настоящей работе полубесконечной модели необходимо, чтобы размеры ВВ и инертного материала отвечали определенным требованиям. По направлению скольжения размеры трущихся тел должны превышать перемещение этих тел относительно друг друга за время задержки зажигания. В направлении, перпендикулярном к плоскости трения, размеры ВВ ( $r$ ) и инертного материала ( $r_1$ ) должны намного превосходить ширину прогретого слоя в момент зажигания, т. е. удовлетворять соотношениям:

$$r \gg l = \sqrt{at_3}, \quad r_1 \gg l_1 = \sqrt{a_1 t_3}.$$

Наконец, в направлении, перпендикулярном к двум рассмотренным, размеры трущихся тел должны, очевидно, намного превосходить большую из величин  $l$  и  $l_1$ .

### Выводы

1. Теоретически рассмотрено зажигание твердых ВВ теплотой сухого трения при скольжении с постоянной скоростью полупространства инертного материала по полупространству ВВ.

2. По величине удельной силы трения твердые ВВ разбиты на две группы. Учтена зависимость силы трения от температуры.

3. Сопряженная тепловая задача сведена к краевой, для решения которой использован приближенный метод тепловой теории зажигания конденсированных ВВ.

4. Полученное решение позволяет находить температуру, время, теплоту зажигания в зависимости от давления, скорости, коэффициента трения, предела прочности ВВ, температуры плавления, теплофизических и кинематических параметров.

5. Полученные результаты могут применяться для оценки чувствительности твердых ВВ к механическим воздействиям.

Авторы благодарят А. Г. Мержанова за ценные советы и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию  
14/II 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., «Наука», 1968.
2. Г. Т. Афанасьев. Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1969.
3. Д. Мак Лин. Механические свойства металлов. М., «Металлургия», 1965.
4. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
5. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1968.
7. И. В. Крагельский. Трение и износ. М., «Машиностроение», 1968.
8. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1.
9. А. Э. Аверсон, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1968, 4, 2.
10. Н. Г. Merzhanov, A. E. Averson, Comb. and Flame, 1971, 16, 1.
11. С. М. Муратов, В. М. Махаринский и др. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1971.

УДК 536.46+662.217

#### О КОНВЕКТИВНОМ ГОРЕНИИ ПОРИСТЫХ ВВ

*Ю. В. Фролов, В. Ф. Дубовицкий, А. И. Коротков,  
В. Г. Коростелев  
(Москва)*

Горение пористых газопроницаемых ВВ и смесевых конденсированных систем отличается особенностью: с повышением давления их практически послойное горение нарушается и переходит в режим ускоренного, так называемого конвективного горения [1—4].

Необходимым и достаточным условием возникновения и распространения конвективного горения в пористых системах является опережающее фронт горения проникновение в глубь заряда высокотемпературных газов, возбуждающих интенсивную химическую реакцию. Причины проникновения газов в глубь вещества могут быть как внешними (перепад давления в порах образца и окружающей среде), так и внутренними (неоднородность структуры вещества).

В соответствии с этим можно выделить два основных механизма проникновения — вынужденный и струйный [5—6]. В первом случае движущей силой является перепад давления; во втором — столкновение