

Если угол падения меньше полуугла при вершине $\psi \leq \varphi_0$, то в (15) или (18) следует подставлять величину теплового потока $q = q_0 \cos \psi \sin \varphi_0$, если $\psi > \varphi_0$, то для клина

$$q = q_0 \cos \psi \sin \varphi_0 (1 + \gamma)/2,$$

для конуса

$$q = [q_0 \cos \psi \sin \varphi_0 (\pi + \sqrt{\gamma^2 - 1} - \arccos 1/\gamma)]/\pi,$$

где $\gamma = \operatorname{tg} \psi / \operatorname{tg} \varphi_0$. В предельном случае нормального к оси тела падения ($\psi = \pi/2$) эти выражения упрощаются: для клина $q = 0,5q_0 \cos \varphi_0$, для конуса $q = q_0 \cos \varphi_0/\pi$.

Если тепловой поток больше критического теплового, определяемого из (15) или (18), то стационарное распределение температуры невозможно, и тело через некоторое время воспламеняется. В том случае, когда тепловой поток много больше критического, наличие холодного основания не сказывается и время воспламенения тела конечной длины будет совпадать с временем воспламенения тела бесконечной длины [1]. При незначительном превышении тепловым потоком критической интенсивности время воспламенения будет больше, чем для тела бесконечной длины.

Таким образом, в работе проведено рассмотрение воспламенения клина и конуса конечной длины с основанием, поддерживаемым при постоянной температуре, постоянным тепловым потоком. На основе метода численного исследования устойчивости квазилинейного уравнения стационарной теории теплового взрыва, при котором решение краевой задачи сведено к решению задачи Коши, найдены критические условия, когда стационарное распределение температуры в теле становится невозможным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марголин А. Д., Мохин Г. Н., Крупкин В. Г. Зажигание клина и конуса потоком тепла при гомогенной реакции // ФГВ.— 1990.— 26, № 1.— С. 21.
2. Clemmow D. M., Huffington J. D. An extension of the theory of thermal explosion and its application to the oscillatory burning by explosives // Trans. Far. Soc.— 1956.— 52.— Pt 3.
3. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Марголин А. Д., Крупкин В. Г. Теория гетерогенного воспламенения заостренных тел в турбулентном потоке газообразного окислителя // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1986.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1987.
6. Истратов А. Г., Либрович В. Б. Об устойчивости решений в стационарной теории теплового взрыва // ПММ.— 1963.— 27, № 2.— С. 343.
7. Гришин А. М. Линеаризация уравнения теплового взрыва и устойчивость его решений в случае граничных условий третьего рода // ИФЖ.— 1965.— 8, № 5.— С. 620.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.

г. Москва

Поступила в редакцию 7/II 1989,
после доработки — 13/IV 1990

УДК 662.215

Л. Г. Страковский

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ И КРИСТАЛЛОВ ГОМОГЕННЫХ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Установлена связь между временем зажигания частицы тепловым потоком и соответствующей величиной для полупространства. Решена двумерная задача о зажигании клина тепловым потоком. Обнаружено значительное возрастание температуры зажигания с уменьшением угла. Показано, что задержка зажигания кристалла определяется разогревом его ребер. Рассмотрено применение полученных соотношений для интерпретации экспериментов по ПГД.

Закономерности воспламенения частиц, кристаллов и микронеоднородностей представляют интерес как для решения практических задач обеспечения пожаро- и взрывобезопасности производства, перевозки и применения дисперсных реагирующих систем, так и в научных исследованиях, например для расчета параметров воспламенения зерен ВВ при иницировании и переходных процессах.

Несмотря на значительное количество опубликованных работ по этому вопросу (см., например, [1]), в литературе отсутствуют простые критериальные соотношения для расчета основных характеристик процесса в переходной области от самовоспламенения к зажиганию тепловым потоком, четкие границы влияния размеров и формы частицы. Поверхностный слой реальной частицы, например кристалла ВВ, при достаточно интенсивном воздействии не всегда успевает расплавиться и принять идеальную сферическую или цилиндрическую форму. Наличие же острых кристаллических ребер (клиновидных выступов) может существенно сократить времена воспламенения. Зажигание клина исследовано мало. В [2, 3] рассчитаны параметры для прямоугольного клина при граничных условиях первого и второго рода. В [4] рассмотрено зажигание острия тонкого клина и конуса за счет поверхностной реакции окисления.

Цель настоящей работы состоит в установлении основных закономерностей воспламенения частицы и клина постоянным тепловым потоком, а также критериальной связи между временем их зажигания t_3 и соответствующей величиной для полупространства $t_{3\infty}$. Для основных вторичных ВВ зависимость $t_{3\infty}(q)$ определена экспериментально [5]

$$t_{3\infty} = A/q^m, \quad (1)$$

а в случае воздействия переменного теплового потока степенная зависимость $t_{3\infty}$ от средней величины \bar{q} сохраняется: $t_{3\infty} = A\omega/\bar{q}^m$ (ω — динамическая поправка). Поэтому найденная критериальная связь позволит просто определить время зажигания клина, частицы и кристалла практически при любой интенсивности воздействия.

Математическая формулировка задачи о воспламенении частицы имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{n}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + \exp \left(\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta} \right), \quad \tau \geq 0, \quad 0 \leq \xi \leq 1, \quad (2)$$

$$\Theta(\xi, 0) = \Theta_0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(1, \tau) = \sigma, \quad (3)$$

где использованы общепринятые безразмерные переменные

$$\tau = t/t_{ад}, \quad \xi = x/r_0, \quad \Theta = E(T - T_*)/RT_*^2, \quad (4)$$

и параметры

$$\delta = r_0^2 \left/ \left(\frac{\lambda}{Q\rho z} \frac{RT_*^2}{E} e^{E/RT_*} \right) \right., \quad \Theta_0 = \frac{E(T_0 - T_*)}{RT_*^2}, \quad \beta = \frac{E}{RT_*}, \quad \sigma = \frac{qr}{\lambda} \frac{E}{RT_*^2}. \quad (5)$$

Здесь r_0 — радиус частицы; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T_0 — начальная температура; $t_{ад} = \frac{c}{Qz} \frac{RT_*^2}{E} e^{E/RT_*}$.

Задача (2) рассматривалась, например в [6], для случая конвективного теплообмена с окружающей средой. В качестве масштабной взята температура окружающей среды T_c . Такой подход позволил наглядно проиллюстрировать переход от теплового взрыва к зажиганию, поскольку по мере развития реакции среда превращалась из источника нагрева в источник охлаждения. Вместе с тем параметр δ при $T_* = T_c$

носит формальный характер, так как значение $x_c = \left(\frac{\lambda}{Q\rho z} \frac{RT_c^2}{E} e^{\frac{E}{RT_c}} \right)^{\frac{1}{2}}$

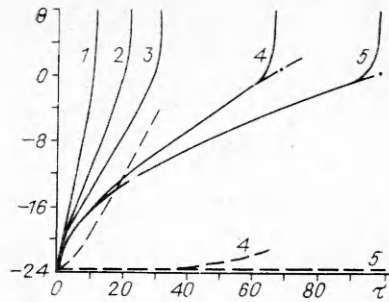


Рис. 1. Расчетные зависимости температуры в центре (штриховые линии) и на поверхности частицы гексогена ($\Theta_0 = -23,66$; $\beta = 0,0238$) от времени при действии теплового потока $q = 550$ Вт/см² ($t_{3\infty} = 1$ мс).
 — температура инертного вещества. r_0 , мкм: 1 — 2,5; 2 — 5; 3 — 5 (цилиндр); 4 — 25; 5 — 100.

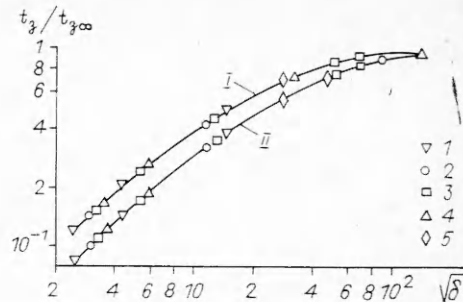


Рис. 2. Зависимость времени зажигания частицы от критерия Франк-Каме-нецкого.
 I — тротил; 2 — тетрил; 3 — гексоген; 4 — октоген; 5 — ТГ40. I — цилиндр; II — шар.

не определяет реальной ширины зоны химической реакции в веществе. В настоящей работе в качестве масштабной выбрана величина T_3 в одномерном плоском случае. Она просто определяется из экспериментальной зависимости (1) и решения соответствующей задачи теплопроводности:

$$T_3 = T_0 + 2 \sqrt{\frac{A}{\pi \rho c \lambda}} q^{(1-m/2)}, \quad (6)$$

если известна величина поджигающего теплового потока, и

$$T_3 = T_0 + \frac{2A^{1/m}}{\sqrt{\pi \rho c \lambda}} t_{3\infty}^{-(1/m-1/2)}, \quad (7)$$

если известно $t_{3\infty}$ в плоском одномерном случае.

Численное решение задачи (2) — (7) проведено методом прогонки с использованием неявной четырехточечной схемы. Некоторые результаты численного счета представлены на рис. 1. Видно, что температура активации самоускорения реакции не зависит от размера частицы и отличается от T_3 не более чем на температурный интервал RT_3^2/E . Время зажигания частицы с уменьшением размера падает. Если при $\delta \geq 100$ прогрев внутренних слоев к моменту зажигания незначителен, то при $\delta < 30$ уже на начальной стадии процесса прогревается практически вся частица. Однако в отличие от конвективного теплообмена [6] температура поверхностных слоев вследствие непрерывного теплоподвода остается несколько выше средней (см. рис. 1, 3).

Результаты расчета величины $t_3/t_{3\infty}$ (рис. 2) получены с использованием данных [5] при $t_{3\infty} = 10^{-5} \div 1$ с, варьируемых величиной поджигающего потока; критерий Франк-Каме-нецкого $\delta = 5 \div 2 \cdot 10^4$, $\Theta_0 = -24,3 \div -13,0$, $\beta = 0,021 \div 0,042$, $\sigma = 0,1 \div 2 \cdot 10^3$.

Как и следовало ожидать, с ростом δ отношение $t_3/t_{3\infty} \rightarrow 1$ и разница между временами зажигания шара и цилиндра уменьшается; $\sqrt{\delta} \approx 120$ — предельная величина, начиная с которой время зажигания тепловым потоком не зависит от формы и размера тела. В случае $\delta < \delta'_{кр}$ ($\delta'_{кр}$ — значение параметра, при котором при конвективном теплоподводе начинается смещение зоны воспламенения из центра в сторону поверхности частицы [6]) качественного изменения зависимости $t_3/t_{3\infty}(\delta)$ не происходит.

Анализ проведенных расчетов показал, что $t_3/t_{3\infty}$ при $\delta \geq 7$ с точностью до 2% не зависят от $t_{3\infty}$; для разных систем (в указанных пределах изменения Θ_0 и β) при одинаковых δ отношение $t_3/t_{3\infty}$ отличается не более чем на 5% (см. рис. 2). Отсюда два важных вывода:

зависимость времени зажигания частицы от поджигающего потока, как и для полупространства, степенная:

$$t_3 = A\tilde{\omega}/q^m; \quad (8)$$

коэффициент $\tilde{\omega} = t_3/t_{3\infty}$ зависит только от геометрии частицы и критерия Франк-Каменецкого. С точностью до 5 %

$$\tilde{\omega} = 0,97 - 0,94 \exp(-0,0311\bar{\delta}) \quad (9)$$

для шара (см. рис. 2, II),

$$\tilde{\omega} = 0,98 - 0,93 \exp(-0,0461\bar{\delta}) \quad (10)$$

для цилиндра (см. рис. 2, I).

При масштабе $t_{3\infty} \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$ с, характерном для иницирования и начальной стадии перехода горения в детонацию (ПГД), отдельный кристалл ВВ с $r_0 \approx 100$ мкм можно рассматривать как полубесконечное тело ($\sqrt{\delta} > 100$), реальное время воспламенения будет определяться прогревом ребер (клиновидных выступов) кристалла.

Задача о зажигании полубесконечного клина в полярных координатах:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \varphi^2} + \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right), \quad (ii)$$

$$\tau \geq 0, \quad 0 \leq \xi < \infty, \quad 0 \leq \varphi \leq \alpha/2,$$

$$\Theta(\xi, \varphi, 0) = \Theta_0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(0, \varphi, \tau) = -\sigma, \quad (12)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi}(\xi, \alpha/2, \tau) = \sigma, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi}(\xi, 0, \tau) = 0. \quad (13)$$

Здесь α — угол при вершине клина. Последнее условие (13) — следствие плоской симметрии задачи. В отличие от (4), (5) в данной задаче в качестве масштаба длины использована ширина зоны химической реакции $x_* = \sqrt{at_{ад}}$. Масштабная температура, как и в предыдущей задаче определялась из (6), (7). Уравнения (11) — (13) решены методом расщепления с последующей прогонкой. Рассматриваемая область по координате ограничивалась величиной $3\sqrt{at_{3\infty}}$. Типичные результаты численного счета представлены на рис. 3. Наибольший разогрев реализуется в вершине клина $\xi = 0$, где тепловые волны от поверхности двух граней перекрываются. Условия зажигания определяются именно тепловым полем в вершине клина. В связи с этим следует отметить, что по мере приближения к вершине зависимость температуры от угла φ становится все слабее и при $\xi < 1,5$ практически нивелируется (рис. 3, б). Это дает основание при расчете параметров процесса перейти в задаче (11) — (13)

к средней по углу величине температуры $\bar{\Theta} = \frac{2}{\alpha} \int_0^{\alpha/2} \Theta(\xi, \varphi, \tau) d\varphi$. В результате перехода система (11) — (13) преобразуется к виду (черта над Θ для простоты опускается)

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi} + \frac{2\sigma}{\alpha\xi} + \exp\left(\frac{\bar{\Theta}}{1 + \beta\bar{\Theta}}\right), \quad (14)$$

$$\bar{\Theta}(\xi, 0) = \Theta_0, \quad \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi}(0, \tau) = -\sigma, \quad \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi}(\infty, \tau) = 0. \quad (15)$$

Таким образом, задача о зажигании клина становится одномерной, процедура ее решения значительно упрощается, а время численного счета сокращается более чем на порядок.

Метод усреднения температуры по углу применен в работе [7] для решения задачи о зажигании клина и конуса при гомогенной реакции. Проведенный анализ показал, что усреднение корректно для

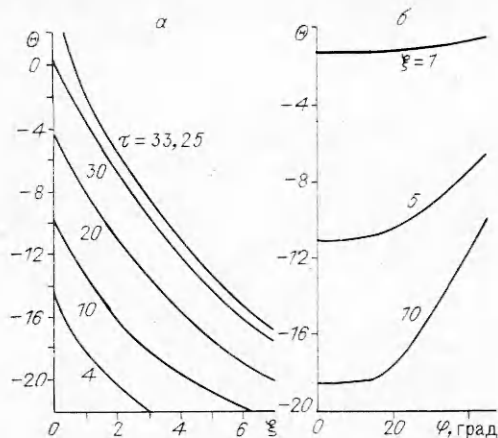


Рис. 3. Распределение температуры в прямоугольном клине по координате в плоскости $\varphi = 0$ (а) и по углу при $\tau = 32$ (б) (гексоген, $\Theta_0 = -23,66$; $\sigma = 1,92$).

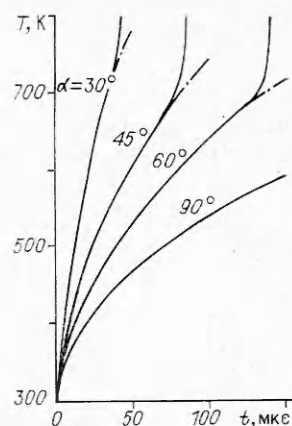


Рис. 4. Зависимость температуры вершины клина от времени (гексоген, $t_{3\infty} = 1$ мс). — — — температура инертного вещества.

малых углов, однако в целом точность и пределы применения метода в [7] не рассмотрены.

В настоящей работе сопоставлены расчеты параметров зажигания на основании исходной дву- и одномерной ((14), (15)) постановки задачи, из которого следует, что $t_{зк}/\bar{t}_{зк} = 0,995; 0,99; 0,97; 0,94$ и $0,86$ при $\alpha = 30, 45, 60, 90$ и 120° соответственно. Здесь $t_{зк}$ — результат решения двумерной задачи; $\bar{t}_{зк}$ — одномерной. Как видно, усреднение температуры по углу правомерно не только для тонкого клина. Высокая точность расчета обеспечивается при $\alpha \lesssim 90^\circ$.

В табл. 1 представлены расчетные времена зажигания прямоугольного клина при разной интенсивности поджигающего потока. Аналогичные результаты получены в [3] на основании решения двумерной задачи. Величины $t_{зк}/t_{3\infty}$ рассчитаны в широком интервале изменения параметра $B = \lg(q^2/Qz\lambda T_0)$ для $E' = 33, 50, 66, 83, 100$ ($E' = E/RT_0$). При $E' = 100$, которое близко к соответствующей величине для гексогена ($E = 235$ кДж/моль [5], $T_0 = 293$ К, $E' = 96$), в исследованном интервале $t_{3\infty} = 0,1 \div 100$ мс ($B = -21 \div -17$) $t_{зк}/t_{3\infty}$ также не зависит от $t_{3\infty}$ и составляет $0,29$. Для тротила, обладающего минимальной энергией активации из исследованных ВВ ($E = 147$ кДж/моль [5], $E' = 60$), при $B = -10 \div -7$ $t_{зк}/t_{3\infty} = 0,31 \div 0,33$.

Таким образом, полученные в настоящей работе данные отличаются от результатов решения двумерной задачи не более чем на 9%. В [3], однако, указанный результат ($\omega_k = t_{зк}/t_{3\infty} \approx \text{const}$) не отмечается. В настоящей же работе сделанный выбор безразмерных переменных и масштабной температуры позволил дать ему формальное обоснование. При больших изменениях q (к примеру, на порядок) определяющие пара-

Таблица 1

ВВ	$t_{зк}/t_{3\infty}$ при $t_{3\infty}$, мс			
	0,1	1	10	100
Гексоген	0,282	0,281	0,281	0,280
Тетрил	0,285	0,283	0,284	0,282
Октоген	0,295	0,295	0,293	0,290
Тротил	0,312	0,309	0,305	0,301

Таблица 2

α , град	$T_{зк}$, К	$t_{зк}$, мс	
		гексоген	тетрил
20	794	0,0914	0,0202
30	757	0,0411	0,0421
45	713	0,083	0,082
60	703	0,138	0,138
90	695	0,281	0,283
180	671	1	1

метры σ и Θ_0 меняются на 1—2 и 2—3 % соответственно, а изменение β (при его величине 0,02 ÷ 0,03) на 10—15 % значительного влияния на ω_k не оказывает. При снижении энергии активации (возрастании β) зависимость $T_*(q)$ усиливается, растут изменения определяющих параметров и соответственно величины ω_k при варьировании q . Следует отметить, что рассмотренный интервал $\beta = 0,02 \div 0,042$ охватывает не только вторичные ВВ, но и большинство порохов и смесевых топлив.

Таким образом, в исследованном интервале определяющих параметров ($\Theta_0 = -24 \div -13$, $\beta = 0,02 \div 0,042$, $\sigma = 1,1 \div 69$) отношение $t_{зк}/t_{з\infty}$ не зависит от $t_{з\infty}$, т. е. $t_{зк} = \omega_k A/q^m$. Расчетная величина ω_k в указанных интервалах с точностью до 10 % для разных экзотермических систем одинакова (см. табл. 1), следовательно, ω_k — универсальная величина.

Рассмотрена зависимость основных параметров процесса от угла α при вершине клина (рис. 4). С уменьшением α время зажигания клина снижается, причем при малых α зависимость $t_{зк}(\alpha)$ усиливается. Можно отметить факт существенного возрастания $T_{зк}$ с уменьшением α . В табл. 2 за температуру зажигания $T_{зк}$ принимали температуру инертного тела в момент $t_{зк}$; при $\alpha = 180^\circ$ $T_{зк}$ рассчитана по (7) для полупространства. В табл. 2 представлены также расчетные времена зажигания. Как видно, при переходе от полупространства к тонкому клину ($\alpha = 20^\circ$) $T_{зк}$ повышается почти на 8 интервалов RT_*^2/E . Этот эффект обусловлен, в частности, ростом градиента температуры в вершине клина к моменту зажигания (вследствие снижения $t_{зк}$ при уменьшении α) и соответствующим повышением интенсивности теплоотвода из реагирующей зоны. Определенную роль играет также увеличение теплоотвода вследствие роста поверхности, пропорционально координате, при удалении от прогретой вершины (в отличие от плоского случая, где величина теплоотводящей поверхности не меняется). В пределе при $\alpha \rightarrow 0$ $T_{зк}$ достигнет величины, сопоставимой с Q/c , и произойдет вырождение процесса.

Как видно из представленных выше данных, при острых углах соответствие результатов решения одно- и двумерной задач еще более высокое, чем при $\alpha = 90^\circ$. Об этом же свидетельствует сопоставление полученных величин с данными работы [8], где рассмотрены закономерности зажигания только для $\alpha = 22,5$ и 45° . При $\alpha = 45^\circ$ отличие результатов для близких значений E' не превышает 3 %. Представляет интерес также сопоставление с результатами [7], где на основании интерполяции между расчетными величинами при малых углах и данными для полупространства получен приближенный критерий для расчета температуры зажигания. Из критерия также следует рост $T_{зк}$ с уменьшением α . Однако величины $T_{зк}$ оказываются заниженными на 2—2,5 температурных интервала, а времена зажигания — на 12—40 % (с уменьшением β точность расчетов возрастает).

Сравнение данных табл. 2 для $t_{зк}$ подтверждает вывод об универсальности коэффициента ω_k . Однако, как показал анализ, для острых углов условие $\omega_k = \text{const}$ выполняется (с точностью до 10 %) в более узких интервалах определяющих параметров: $\Theta_0 = -24 \div -18$, $\beta = 0,02 \div 0,03$, $\sigma = 1,1 \div 25$. Чем меньше β , тем указанное условие точнее. Интерполяция рассчитанных зависимостей $t_{зк}(\alpha)$ дает для ω_k следующее выражение:

$$\ln \omega_k = 6 - 8\alpha^{-0,22}, \quad (16)$$

где угол α выражен в радианах. Влияние Θ_0 в интервале $-18 \div -13$ при фиксированных $20 \leq \alpha \leq 60^\circ$, β , σ (например, при изменении начальной температуры) описывается степенной зависимостью $\omega_k \sim |\Theta_0|^{-0,35}$.

В качестве примера применения полученных результатов рассмотрим величину времени задержки при мощном воспламенении гексогена в сборке для исследования ПГД [9]. Максимальная величина теплового потока, создаваемого воспламенителем, по оценкам, ≈ 500 Вт/см²,

$t_{3\infty} \approx 1,2$ мс. Однако измеренная величина более чем на порядок ниже (60—80 мкс). Это различие можно объяснить фактором воспламенения отдельных кристаллов (зерен). Около 80 % по массе составляют кристаллы с $d \geq 150$ мкм. При $T_* = T_3$ ($t_{3\infty} = 1,2$ мс) = 688 К для таких кристаллов $\sqrt[3]{\delta} \geq 90$, т. е. отдельный кристалл с точностью до 10 % можно рассматривать в приближении полупространства. Однако наличие клиновидных выступов (ребер) (по данным [10] минимальный угол между гранями кристалла гексогена составляет 45°) приводит к значительному снижению задержки зажигания. В соответствии с (16) при $\alpha = 45^\circ$ $\omega_n = 0,083$, т. е. для ребра кристалла $t_{зк} \approx 100$ мкс, что близко к измеренной в эксперименте величине. Полученный результат дополнительно подтверждает механизм ПГД типа 2 [11], в соответствии с которым первичный фронт процесса распространяется лишь по отдельным порам.

Таким образом, в результате выполненной работы установлена универсальная (для широкого класса экзотермических систем) критериальная связь между временем воспламенения t_3 частицы тепловым потоком q и соответствующей величиной для полупространства. Показано, что зависимость $t_3(q)$ степенная. Найдены границы влияния формы и размера частицы на параметры воспламенения. Решена двумерная задача о зажигании клина в широком интервале изменения определяющих параметров, в том числе угла при вершине α . Показано, что при $\alpha \leq 90^\circ$ расчет времени и температуры зажигания можно производить с использованием одномерной постановки, получаемой из исходной усреднением по угловой координате. Для широкого класса систем в интервале поджигающих потоков $q = 10^2 \div 10^4$ Вт/см² установлена универсальная связь времени задержки с соответствующей величиной для полупространства, определяемая лишь углом при вершине клина. Обнаружено значительное возрастание температуры зажигания клина при уменьшении α . Показано, что задержка зажигания кристалла определяется разогревом его ребер и уже при угле между гранями $\alpha = 45^\circ$ на порядок меньше, чем для полупространства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев Ю. М. Воспламенение частиц и капель взрывчатых веществ в нагретом газе: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Черноголовка, 1968.
2. Берман В. С. Исследование нестационарных процессов в химически активных средах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— М., 1981.
3. Vorsteveld L. G., Hermance C. E. Effect of geometry on ignition of reactive solid: square corner // AIAA J.— 1987.— 25, N 4.— P. 592.
4. Марголин А. Д., Крупкин В. Г. Теория гетерогенного воспламенения заостренных тел в турбулентном потоке окислителя // Горение конденсированных систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву/Под ред. Б. В. Новожилова.— Черноголовка, 1986.
5. Страковский Л. Г. Связь между воспламеняемостью твердых ВВ и их чувствительностью к ударным и ударно-волновым воздействиям // ФГВ.— 1990.— 26, № 1.
6. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. Современное состояние теории теплового взрыва // Успехи химии.— 1966.— 35, № 4.
7. Марголин А. Д., Мохин Г. Н., Крупкин В. Г. Теория зажигания заостренных тел потоком тепла при гомогенной реакции // Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву/Под ред. А. Г. Мержанова.— Черноголовка, 1989.
8. Vorsteveld L. G., Hermance C. E. Effect geometry on ignition of reactive solid: acute angles // J. Propulsion and Power.— 1989.— 5, N 1.— P. 26.
9. Страковский Л. Г., Кузьмин С. Б. Особенности переходных процессов в прессованном флегматизированном гексогене при разной мощности воспламенительно-го импульса // Детонация: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву/Под ред. А. Н. Дремина.— Черноголовка, 1989.
10. McCrone W. C. Crystallographic data 32. RDX // Analyt. Chem.— 1950.— 22, N 7.— P. 954.
11. Ермолаев Б. С., Сулимов А. А., Окунев В. А. и др. О механизме перехода горения пористых взрывчатых систем в детонацию // ФГВ.— 1988.— 24, № 1.

г. Москва

Поступила в редакцию 11/IX 1989,
после доработки — 23/II 1990