

УДК 541.126.011.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ОБЛАСТИ СЛАБОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В. А. Долгачёв¹, Е. В. Дугинов³, А. В. Ханефт^{1,2}¹Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, avkhanef@mail.ru²Томский политехнический университет, 634050 Томск³Кемеровский государственный сельскохозяйственный институт, 650056 Кемерово

Проведено численное моделирование зажигания гексогена, октогена и ТАТБ наносекундным лазерным импульсом. Решалось уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом многократного отражения светового пучка, экзотермической реакции нулевого порядка и плавления. Несмотря на малый градиент температуры, обусловленный малостью коэффициента поглощения излучения, нарушение теплового равновесия вследствие аррениусовской нелинейности приводит к зажиганию энергетических материалов с поверхности. Определена критическая плотность энергии зажигания тэна, гексогена, октогена и ТАТБ наносекундным лазерным импульсом. Расчеты показали, что при одинаковых коэффициентах поглощения и отражения наиболее чувствительным является тэн, а наиболее термостойким — ТАТБ.

Ключевые слова: моделирование, тепловое инициирование, лазерный импульс, плавление, критерий зажигания, тэн, октоген, гексоген, ТАТБ.

DOI 10.15372/FGV20170212

ВВЕДЕНИЕ

Работы по экспериментальному изучению инициирования органических взрывчатых веществ (ВВ) и твердых топлив лазерным импульсом начались практически сразу после создания первых лазеров [1–3]. Интерес к данной проблеме сохранился и в настоящее время [4–8]. Появились как теоретические работы, так и численные исследования [9–19], в которых изучалось влияние длительности импульса, радиуса пучка и коэффициента поглощения на порог зажигания ВВ лазерным импульсом, а также работы по изучению направленного регулирования пороговой энергии инициирования ВВ лазерным излучением.

Органические ВВ обладают высокой прозрачностью на длине волны первой гармоники импульсного неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм). Для того чтобы инициировать их с открытой поверхности импульсом в данном спектральном диапазоне, необходим лазер большой мощности. По-видимому, зажечь тэн с открытой поверхности первой гармоникой неодимового лазера удалось только авторам работы [3].

Обычно на практике для снижения порога зажигания образец накрывают прозрачной стеклянной пластиной [4, 6]. Такой метод трактуется по-разному разными авторами. В работе [4], например, авторы объясняют снижение порога зажигания тем, что подложка предотвращает газодинамическую разгрузку ВВ. Другая точка зрения представлена в работе [6], где экспериментально показано, что абляция стеклянной пластины, прикрывающей прозрачные ВВ, и оптический пробой на границе ВВ со стеклянной пластиной приводят к снижению порога зажигания.

Для снижения порога инициирования ВВ лазерным импульсом в образцы вводят светопоглощающие частицы или наносят на поверхность ВВ поглощающие лазерное излучение пленки [1, 6, 7]. Для объяснения влияния радиуса частиц на спектральную зависимость порога зажигания ВВ лазерным импульсом применяют теорию Ми. Она достаточно подробно изложена в работе [20] применительно к инициированию азид свинца лазерным импульсом.

В работе [2] изучалось влияние внешнего давления на порог инициирования тэна, октогена и гексогена лазерным импульсом длительностью 40 нс на длинах волн 0.69 и 1.06 мкм.

Таблица 1

Кинетические и теплофизические параметры органических ВВ

ВВ	E , кДж/моль	Z , с ⁻¹	Q , МДж/кг	c , Дж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	ρ , кг/м ³	H_f , кДж/кг	T_f , К
Тэн	196.6 [28]	$6.3 \cdot 10^{19}$ [28]	1.26 [28]	1255.2 [30]	0.2508 [28]	$1.77 \cdot 10^3$ [31]	193 [32]	413 [28]
Гексоген	197.3 [28]	$2.02 \cdot 10^{18}$ [28]	2.1 [28]	1020 [31]	0.105 [28]	$1.82 \cdot 10^3$ [32]	235.5 [32]	476 [28]
Октоген	220.8 [31]	$5 \cdot 10^{19}$ [28]	2.1 [28]	1250 [16]	0.293 [28]	$1.9 \cdot 10^3$ [33]	192.46 [33]	558 [28]
ТАТБ	250.9 [28]	$3.18 \cdot 10^{19}$ [28]	2.51 [28]	1000 [31]	0.418 [28]	$1.93 \cdot 10^3$ [31]	270 [24]	>623 [29]

При небольшом внешнем давлении вблизи порога зажигания на длине волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм в случае отказа инициирования на поверхности поликристаллических образцов тэна обнаружены следы плавления и разложения, а на стеклянной пластине замечены следы радиального истечения из зоны облучения продуктов разложения ВВ. При внешнем давлении порядка 2.0 ГПа плотность пороговой энергии лазерного импульса W^* для тэна снижается до величины $\approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ Дж/см². При этом, если зажигание не произошло, никаких следов воздействия светового импульса на образец не замечено. Повышение внешнего давления снижает порог инициирования гексогена и октогена. Было показано [2], что распределение плотности энергии лазерного импульса в зоне облучения является гауссовым и от внешнего давления не зависит. От внешнего давления не зависит также и коэффициент пропускания образцов.

При инициировании тэна, прикрытого стеклянной пластиной, широким пучком первой гармоники неодимового лазера критическая плотность энергии лазерного импульса W^* составляет ≈ 15 Дж/см² [4]. Коэффициент поглощения α кристаллов тэна на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм, согласно [21], равен 0.033 см⁻¹, а поликристаллических образцов — $\alpha \approx 0.1 \div 0.4$ см⁻¹ [2, 8]. Оценим температуру тэна по окончании лазерного импульса, пренебрегая для простоты многократным отражением светового потока от противоположных сторон образца, по формуле

$$\Delta T = \frac{\alpha(1 - R_1)W}{c\rho},$$

где R_1 — коэффициент отражения поверхности тэна на входе пучка излучения в образец, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность образца. Оценка со значениями c и ρ , приве-

денными в табл. 1, показывает, что даже при $\alpha = 0.4$ см⁻¹ и $R_1 = 0$ температура тэна повышается всего на $\Delta T \approx 2.7$ К. Следовательно, при данной температуре нагрева никакой газодинамической разгрузки образцов ВВ быть не может.

Ранее в работе [17] были проведены расчеты зажигания тэна лазерным импульсом без учета многократного отражения света, а также получен критерий зажигания ВВ с учетом плавления коротким лазерным импульсом. В работе [18] выполнено численное моделирование зажигания тэна лазерным импульсом наносекундной длительности в области слабого поглощения и получен критерий зажигания ВВ, учитывающий не только плавление, но и многократное отражение света от противоположных сторон образца. Были оценены коэффициент поглощения при пороговой энергии инициирования тэна и время задержки зажигания (порядка 1 мкс).

Целью настоящей работы является численное моделирование зажигания вторичных органических ВВ (октоген, гексоген, ТАТБ), не прикрытых прозрачной пластиной, лазерным импульсом в области прозрачности с учетом многократного отражения света, сравнение результатов этих расчетов с критерием зажигания, определение вклада плавления в порог зажигания ВВ и установление порога зажигания для тэна, октогена, гексогена и ТАТБ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Запишем уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом плавления и многократного отражения потока излучения от противоположных сторон образца:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} =$$

$$\begin{aligned}
&= \lambda \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \\
&+ \alpha(1 - R_1) I_0(t) \exp \left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2} \right) \times \\
&\times \frac{1 + R_2 \exp(2\alpha(z - L))}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)} + \rho Q Z \exp \left(-\frac{E}{RT} \right).
\end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение (1) имеет следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned}
T(r, z, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = 0, \\
\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0.
\end{aligned} \quad (2)$$

Здесь H_f — скрытая теплота плавления; T_f — температура плавления; T_0 — начальная температура; $\delta(T - T_f)$ — дельта-функция; R_0 и L — радиус и длина цилиндрического образца; λ — коэффициент теплопроводности; Q , Z , E — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный фактор и энергия активации скорости разложения; R — газовая постоянная; r_0 — радиус пучка излучения; $I_0(t)$ — плотность потока энергии в центре пучка; R_2 — коэффициент отражения тыльной поверхности на выходе пучка из образца.

Дельта-функция введена в уравнение (1) в связи с тем, что при температуре фазового перехода $T = T_f$ энергия как функция температуры испытывает скачок на величину H_f [22]. Согласно [22]

$$\delta(T - T_f) = \frac{d\vartheta(T - T_f)}{dT},$$

где ϑ — функция Хевисайда, определяемая выражением

$$\vartheta = \begin{cases} 1, & T - T_f \geq 0, \\ 0, & T - T_f < 0. \end{cases}$$

Подход авторов работы [22] позволяет численно решать в задаче Стефана вместо двух уравнений (для твердого тела и расплава) одно уравнение теплопроводности.

Внешний теплоотвод в данной задаче не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода. Кроме того, сделано предположение, что теплофизические свойства вторичных ВВ и расплава отличаются незначительно. Пренебрегалось также зависимостью теплофизических параметров от температуры.

Помимо этого, в данной работе не учитывалось выгорание. Согласно [23] для ВВ с большим тепловым эффектом, большой энергией активации и коротким тепловым инициирующим импульсом в области порога зажигания выгоранием можно пренебречь. В работах [24–26], где решались одномерные задачи зажигания ВВ наносекундными импульсами электронов, выгорание учитывалось. Расчеты показали, что выгорание ВВ незначительно и не влияет на порог теплового инициирования. Например, для экспоненциального распределения поглощенной энергии наносекундного импульса электронов степень разложения на поверхности по окончании действия импульса составила $\approx 3 \cdot 10^{-4} \%$, а к моменту взрыва — около 2.5 % [26].

Плотность потока энергии в центре пучка задавалась выражением

$$I_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} \left(\frac{4t}{\tau_m} \right)^4 \exp \left(-\frac{4t}{\tau_m} \right),$$

где τ_m — длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса τ_i , измеренного на полувысоте, выражением $\tau_i = 1.19\tau_m$.

При численном решении уравнения (1) с граничными условиями (2) использовалась неявная разностная схема, которая решалась методом прогонки [27]. При этом уравнение теплопроводности по пространственным переменным расщеплялось на два уравнения. Аррениусовская нелинейность линеаризовывалась на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого [23]:

$$\begin{aligned}
\exp \left(-\frac{E}{RT_{j,i}} \right) &\approx \exp \left(-\frac{E}{R\check{T}_{j,i}} \right) \exp \left(\frac{E\Delta T_{j,i}}{R\check{T}_{j,i}^2} \right) \approx \\
&\approx \left(1 + \frac{E\check{T}_{j,i}}{R\check{T}_{j,i}^2} - \frac{E}{R\check{T}_{j,i}} \right) \exp \left(-\frac{E}{R\check{T}_{j,i}} \right),
\end{aligned}$$

где $T_{j,i}$, $\check{T}_{j,i}$ — температуры вычисляемого и предыдущего временных слоев в j, i -й ячейке разностной схемы по координатам r и z .

Координатные сетки строились неравномерными. Шаги по координатам r и z вычислялись по закону геометрической прогрессии:

$$h_{z,i+1} = kh_{z,i}, \quad h_{r,i+1} = kh_{r,i}.$$

Здесь k — коэффициент увеличения шага. По координате z , в связи с малым градиентом температуры, он равен 1.05, а по координате r равен 1.15. Начальные шаги по координатам z и r определяли по формулам

$$h_{z1} = \frac{L(k-1)}{kN_z-1}, \quad h_{r1} = \frac{R_0(k-1)}{kN_r-1},$$

где N_z — число разбиений по координатной сетке z ; N_r — число разбиений разностной сетки по координате r . Численные расчеты проводили при $N_z = 90$, $N_r = 100$. Размеры цилиндрического образца $R_0 = 3.5$ мм, $L = 18$ мм.

Шаг по времени также выбран переменным. При этом исходили из условия, что разность по модулю температур временных слоев i и $i-1$ в начале координат, где температура максимальна, не превышает 0.1 К. Следует отметить, что при данном значении коэффициента k , вышеописанном алгоритме выбора шага по времени и «отключенной» экзотермической реакции закон сохранения энергии выполнялся с точностью ≈ 3.2 %. Закон проверялся на оси пучка по выражению

$$\begin{aligned} c\rho \int_0^L [T(0, z, t) - T_0] dz &= \\ &= \frac{\alpha(1-R_1)}{1-R_1R_2 \exp(-2\alpha L)} \times \\ &\times \int_0^t \int_0^L I_0(t) \exp(-\alpha z) [1 + R_2 \exp(2\alpha(z-L))] dz dt. \end{aligned}$$

Здесь интегралы вычислялись методом прямоугольников. При интегрировании методом трапеции закон сохранения энергии выполнялся с точностью ≈ 2.2 %. Для наносекундного лазерного импульса диффузией тепла из области поглощения можно пренебречь.

Плавление вторичных ВВ при численном решении уравнения теплопроводности учитывалось следующим образом [18]. При достижении температуры плавления T_f в каком-либо

элементарном объеме ячейки с координатами точки (i, j) на двумерной разностной сетке считалось, что температура в этой области перестает изменяться и начинается процесс плавления. С этого момента времени полагалось, что на плавление идет энергия, выделяющаяся при поглощении излучения, энергия экзотермической реакции и энергия, передаваемая путем теплопроводности. Таким образом, тепло, выделяющееся в элементарной ячейке, определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta Q_{j,i} &= \lambda \frac{2\Delta t}{h_{z,i-1} + h_{z,i}} \times \\ &\times \left[\frac{T_{j,i+1} - T_{j,i}}{h_{z,i}} - \frac{T_{j,i} - T_{j,i-1}}{h_{z,i-1}} \right] + \lambda \frac{2\Delta t}{r_{j+1,i}^2 - r_{j,i}^2} \times \\ &\times \left[r_{j+1,i} \frac{T_{j+1,i} - T_{j,i}}{h_{r,j}} - r_{j,i} \frac{T_{j,i} - T_{j-1,i}}{h_{r,j-1}} \right] + \\ &+ \frac{\alpha(1-R_1)I_0(t)}{1-R_1R_2 \exp(-2\alpha L)} \times \\ &\times [1 + R_2 \exp(2\alpha(z_{j,i} - L))] \times \\ &\times \exp\left(-\alpha z_{j,i} - \frac{r_{j,i}^2}{r_0^2}\right) + \Delta t \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_{j,i}}\right), \end{aligned}$$

где Δt — шаг по времени. Как только энергия, накопленная в элементарном объеме ячейки, становилась равной

$$\sum \Delta Q_{j,i} = \rho H_f,$$

температура элементарного объема вновь начинала изменяться. В случае остывания образца до температуры T_f температура элементарного объема полагалась равной T_f до тех пор, пока накопленное тепло в данном объеме не становилось равным ρH_f .

Коэффициент отражения для тэна, гексогена, октогена и ТАТБ определялся по формуле Френеля

$$R_1 = R_2 = R_F = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = 0.036.$$

Здесь n — показатель преломления. Для тэна $n = 1.47$ [21]. Для гексогена, октогена и ТАТБ не удалось найти литературных данных, поэтому для них принято $n = 1.47$, как для тэна.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численные расчеты проводились с использованием кинетических и теплофизических параметров вторичных ВВ, приведенных в табл. 1. (В работе [24] при записи оценки теплоты плавления ТАТБ допущена опечатка.)

Начальная температура $T_0 = 300$ К. Коэффициент поглощения для всех ВВ $\alpha = 0.065$ см⁻¹. При этом значении α результаты расчетов для тэна [21] достаточно хорошо согласуются с экспериментом по инициированию тэна лазерным импульсом наносекундной длительности [3]. Кроме того, данное значение α для тэна вполне разумно и укладывается в экспериментальный интервал [2, 8, 21].

Результаты численных расчетов приведены на рисунках. На рис. 1 представлено изменение температуры ΔT_s во времени в центре поверхности ВВ на оси пучка вблизи порога зажигания при воздействии лазерным импульсом длительностью $\tau_i = 3$ нс с радиусом пучка $r_0 = 0.25$ мм. При $\Delta T_s = 176$ К (гексоген), $\Delta T_s = 258$ К (октоген) и $\Delta T_s = 323$ К (ТАТБ) на зависимостях $\Delta T_s(t)$ наблюдаются «полочки», которые обусловлены плавлением ВВ. Слева от «полочки» ВВ не расплавлены, а справа расплавлены полностью. Результаты численных расчетов критической плотности энергии зажигания ВВ лазерным импульсом приведены в табл. 2.

В работе [18] получен критерий зажигания конденсированных ВВ коротким лазерным импульсом, учитывающий как плавление ВВ, так и многократное отражение светового потока от противоположных сторон образца:

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \times \left\{ \alpha \operatorname{th} \left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(R_2 F^2(\gamma)) \right] + \frac{4z_1}{r_0^2} \right\}, \quad (3)$$

$$W^* = \frac{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)}{1 + R_1 \exp(-2\alpha L)} \times \left[\frac{c\rho\Delta T_m}{\alpha(1 - R_1)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - R_1)} \right]. \quad (4)$$

Здесь $\Delta T_m = T_m - T_0$, T_m — критическая температура, $z_1 = \alpha^{-1} \ln F(\gamma)$ — ширина реакционного объема, где $F(\gamma) = (1 + \gamma)/(1 - \gamma T_0/\Delta T_m)$, $\gamma = RT_m/E$. Критерий (3) в работе

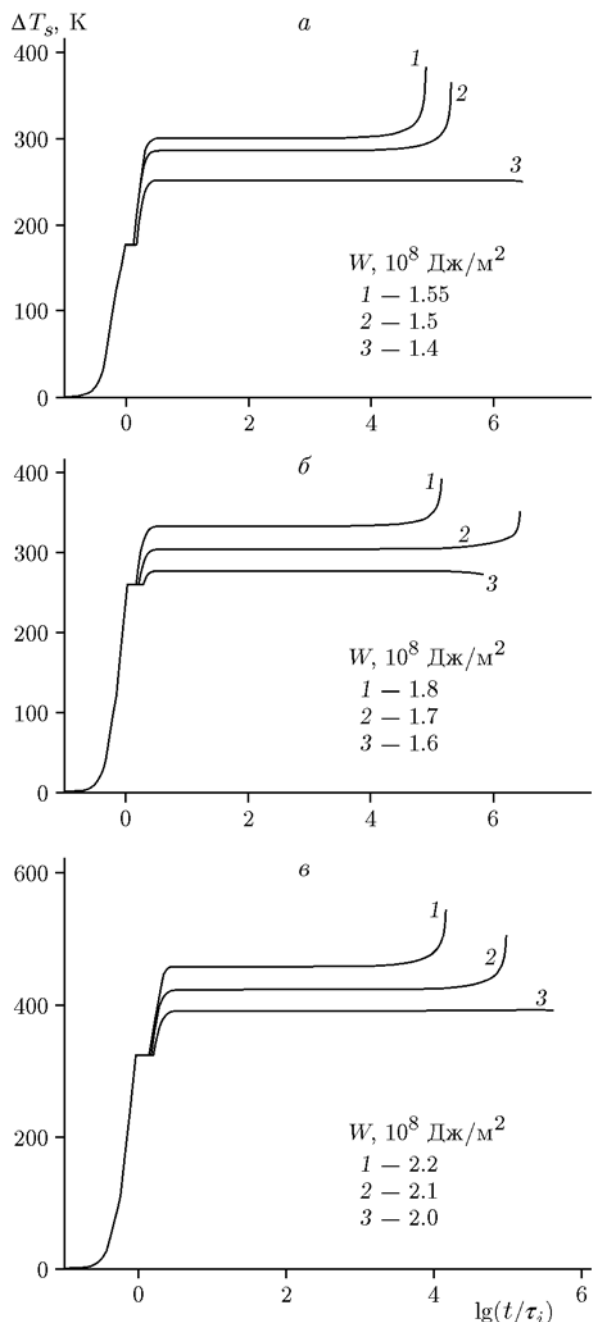


Рис. 1. Зависимость температуры ΔT_s в начале координат от времени при зажигании гексогена (а), октогена (б), ТАТБ (в) лазерным импульсом с различной плотностью энергии ($r_0 = 0.25$ мм)

[18] получен с использованием метода Ковальского, основанного на балансном уравнении Семёнова [10].

Согласно формуле (3) критическая температура T_m не зависит от теплоты плавления.

Таблица 2

Критические параметры зажигания ВВ

ВВ	T_m , К	W^* , 10^8 Дж/м ²		W_f , 10^8 Дж/м ²	W_f/W^*
		расчет	критерий		
Тэн	513.4	1.35 [18]	1.26 [18]	0.53	0.46
Гексоген	538.9	1.42	1.34	0.66	0.48
Октоген	589.3	1.72	1.63	0.57	0.34
ТАТБ	683.4	2.07	1.95	0.81	0.42

Плавление влияет только на время достижения температуры T_m при нагреве твердого тела лазерным импульсом. Как видно из результатов численных расчетов (см. рис. 1), плавление в центре поверхности ВВ на оси пучка происходит на фронте лазерного импульса. Следовательно, влиянием плавления на время задержки зажигания ВВ можно пренебречь.

Формула (4) для критической плотности энергии лазерного импульса имеет два слагаемых. Первое обусловлено нагревом ВВ до критической температуры, а второе слагаемое

$$\frac{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)}{1 + R_1 \exp(-2\alpha L)} \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - R_1)} = W_f \quad (5)$$

показывает, насколько возрастает критическая плотность энергии зажигания ВВ лазерным импульсом вследствие плавления.

По выражениям (3)–(5) вычислены критические температуры T_m зажигания тэна [18], гексогена, октогена и ТАТБ, критические плотности энергии лазерного импульса W^* с радиусом пучка $r_0 = 0.25$ мм и увеличение критической плотности энергии зажигания данных ВВ вследствие плавления W_f . Результаты расчетов приведены в табл. 2. Видно, что значения критической плотности энергии лазерного импульса, определенные из критерия зажигания (выражения (3), (4)) и из численного решения уравнения теплопроводности (1), достаточно хорошо согласуются между собой. Относительные ошибки в определении пороговой энергии инициирования органических ВВ лазерным импульсом по критерию зажигания (формулы (3), (4)) невелики и составляют в среднем $\approx 5.5 \div 7.1$ %. Из данных табл. 2 следует, что процесс плавления ВВ существенно повышает критическую плотность энергии лазерного импульса: для тэна примерно на 46 %, для гексогена на 48 %, для октогена на 34 %, для ТАТБ на 41 %.

Из табл. 2 видно, что при одинаковых коэффициентах поглощения наиболее чувствительным к инициированию лазерным импульсом является тэн, а наиболее термостойким — ТАТБ. Полученная зависимость чувствительности ВВ к зажиганию лазерным импульсом согласуется с зависимостью зажигания указанных в таблице ВВ импульсным пучком электронов [24]. Численные значения T_m для тэна, гексогена, октогена и ТАТБ также близки к приведенным в работе [24].

Вследствие выполнения неравенств $\alpha L \ll 1$, $R_1 \ll 1$, $R_2 \ll 1$, выражение для критической температуры (3) можно преобразовать к виду [18]

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \alpha \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \left(1 + \frac{4z_1^2}{r_1^2}\right), \quad (6)$$

где r_1 — радиус реакционного объема, определяемый выражением [18]

$$r_1 = r_0 [\ln F(\gamma)]^{1/2}.$$

В табл. 3 приведены результаты расчета ширины и радиуса реакционного объема для тэна, гексогена, октогена и ТАТБ при радиусе светового пучка $r_0 = 0.25$ мм. Как видно, для всех ВВ $4z_1^2/r_1^2 \gg 1$. Согласно этому неравенству

Таблица 3

Параметры реакционного объема при зажигании различных ВВ пучком излучения радиусом $r_0 = 0.25$ мм

ВВ	z_1 , 10^{-2} м	r_1 , 10^{-4} м
Тэн	0.823	0.578
Гексоген	0.788	0.566
Октоген	0.695	0.531
ТАТБ	0.62	0.502

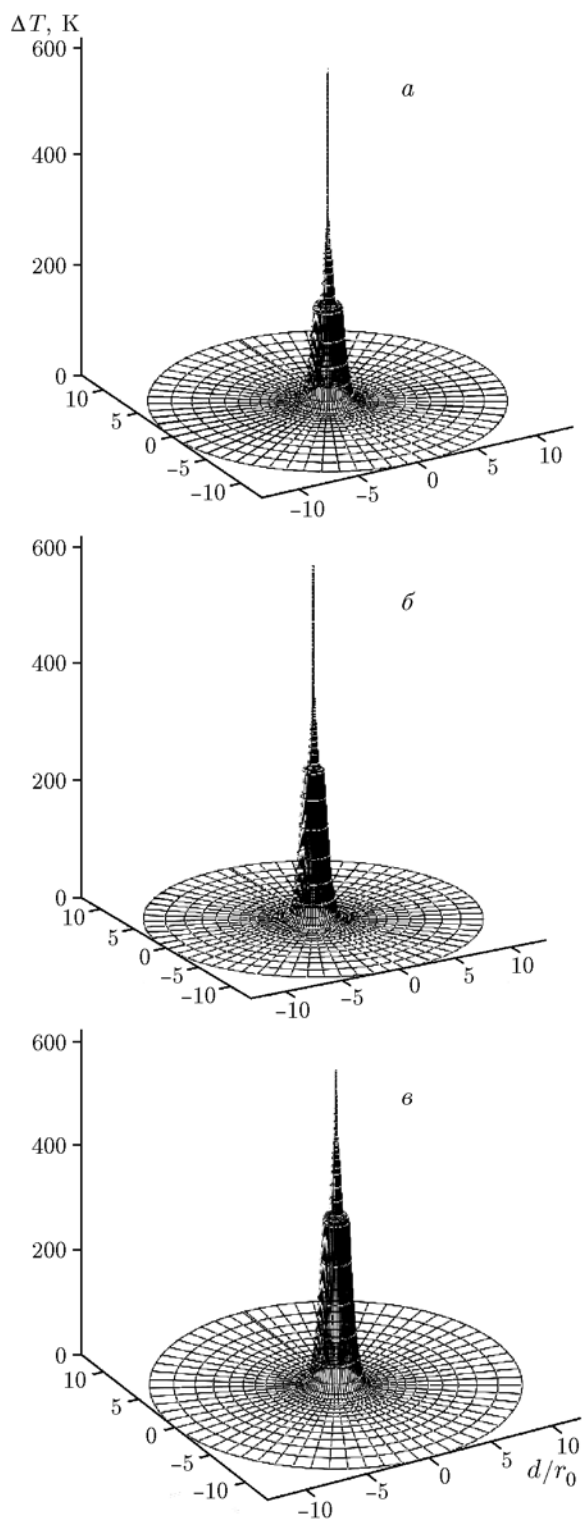


Рис. 2. Радиальное распределение температуры по поверхности при зажигании ВВ лазерным импульсом ($r_0 = 0.25$ мм):

a — гексоген, $W = 1.55 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 2.6 \cdot 10^{-4}$ с;
б — октоген, $W = 1.8 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 5.1 \cdot 10^{-4}$ с;
в — ТАТБ, $W = 2.2 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 5.3 \cdot 10^{-5}$ с

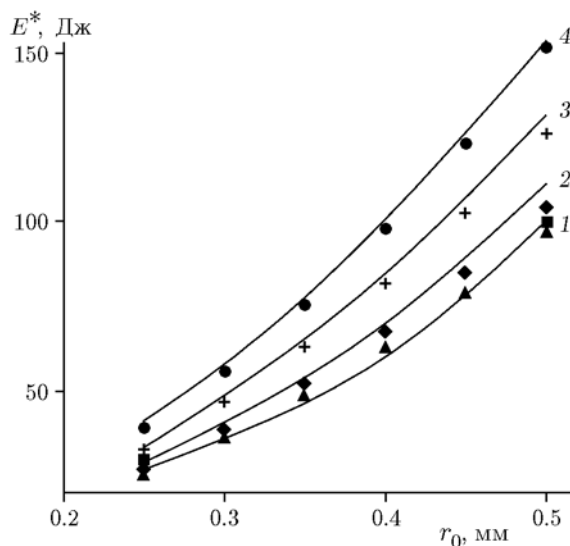


Рис. 3. Зависимость пороговой энергии инициирования гэна (1), гексогена (2), октогена (3) и ТАТБ (4) от радиуса пучка излучения: линии — численный расчет, \blacktriangle , \blacklozenge , $+$, \bullet — расчет по критерию зажигания, \blacksquare — эксперимент [3]

выражение (6) можно упростить для определения критической температуры зажигания ВВ в области прозрачности:

$$\rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) \approx 4\alpha\lambda \frac{\Delta T_m z_1}{F(\gamma) r_1^2}.$$

Согласно табл. 3 $z_1 \gg r_1$, поэтому критическая температура зажигания гэна, гексогена, октогена и ТАТБ будет определяться в основном радиальным теплообменом.

На рис. 2 представлены результаты расчета радиального распределения температуры ΔT в начале координат при зажигании гексогена, октогена и ТАТБ лазерным импульсом. Расчеты также показали, что несмотря на малый градиент температуры вдоль оси z , обусловленный малостью коэффициента поглощения светового потока, нарушение теплового равновесия вследствие аррениусовской нелинейности приводит к зажиганию ВВ с поверхности.

На рис. 3 представлены результаты расчета критической энергии зажигания гэна, гексогена, октогена и ТАТБ, вычисленные из решения уравнения теплопроводности (линии — 1–4) и при использовании критерия зажигания (точки). Критическая энергия рассчитывалась по формуле

$$E^* = \pi r_0^2 W^*.$$

Видно, что расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с точками, вычисленными по критерию зажигания. Кроме того, расчеты для тэна хорошо согласуются с экспериментом [3], выполненным без закрытия поверхности ВВ стеклянной пластинкой.

ВЫВОДЫ

1. Решена задача по тепловому инициированию органических ВВ с учетом плавления и многократного отражения светового потока лазерного импульса. Критическая температура зажигания ВВ в области слабого поглощения определяется радиальным теплообменом. Процесс плавления ВВ существенно повышает критическую плотность энергии лазерного импульса.

2. Возрастание критической энергии зажигания ВВ с увеличением радиуса светового пучка обусловлено увеличением сечения пучка.

3. Установлена зависимость зажигания органических ВВ лазерным импульсом для тэна, гексогена, октогена и ТАТБ. Наиболее чувствительным при одинаковых коэффициентах отражения и поглощения света к инициированию лазерным импульсом является тэн, а наиболее термостойким — ТАТБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин И. В., Таржанов В. И., Токарев Б. Б. Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением // *Физика горения и взрыва*. — 1977. — Т. 13, № 5. — С. 760–766.
2. Карабанов Ю. Ф., Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ // *Горение конденсированных систем: сб. ст. / под ред. А. Г. Мержанова*. — Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1977. — С. 5–12.
3. Быхало А. И., Жужукало Е. В., Ковальский Н. Г., Коломыйский А. Н., Коробов В. В., Рожков А. Д., Юдин А. И. Иницирование тэна мощным лазерным излучением // *Физика горения и взрыва*. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 110–113.
4. Таржанов В. И., Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Токарев Б. Б., Погребов А. И., Волкова А. А. Лазерное инициирование тэна // *Физика горения и взрыва*. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 113–119.
5. Чернай А. В., Соболев В. В., Чернай М. А., Илюшин М. А., Длугашек А. Лазерное инициирование взрывчатых составов на основе ди-(3-гидразино-4-амино-1,2,3-триазол)-медь (II) перхлората // *Физика горения и взрыва*. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 105–110.
6. Kunihito Nagayama, Yuriko Kotsuka, Motono Nakahara, Shiro Kubota. Pulse laser ablation of ground glass surface and initiation of PETN powder // *Sci. Technol. Energ. Mater.* — 2005. — V. 66, N 6. — P. 416–420.
7. Xiao Fang, McLuckie W. G. Laser ignitibility of insensitive secondary explosive 1,1-diamino-2,2-dinitroethene (FOX-7) // *J. Hazard. Mater.* — 2015. — V. 285. — P. 375–382.
8. Зинченко А. Д., Погребов А. И., Таржанов В. И., Токарев Б. Б. Оптические характеристики некоторых порошкообразных ВВ // *Физика горения и взрыва*. — 1992. — Т. 28, № 5. — С. 80–87.
9. Ассовский И. Г., Лейпунский О. И. К теории зажигания топлива световым импульсом // *Физика горения и взрыва*. — 1980. — Т. 16, № 1. — С. 3–10.
10. Vilynov V. N., Zarko V. E. Ignition of Solids. — Amsterdam; Oxford; New York: Elsevier Sci. Publ., 1989.
11. Ворожцова О. Б. Очаговый тепловой взрыв при воздействии импульсного излучения // *Хим. физика*. — 1990. — Т. 9, № 12. — С. 1639–1643.
12. Ассовский И. Г. Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка // *Докл. АН*. — 1994. — Т. 337, № 6. — С. 752–756.
13. Ханефт А. В. Влияние распределения светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества // *Хим. физика*. — 1998. — Т. 17, № 10. — С. 67–70.
14. Буркина Р. С., Медведев В. В., Хренова О. В. Исследование размерного эффекта при зажигании конденсированного вещества световым импульсом // *Физика горения и взрыва*. — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 71–81.
15. Дугинов Е. В., Ханефт А. В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на критическую энергию зажигания конденсированного вещества лазерным импульсом // *Физика горения и взрыва*. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 127–135.
16. Ассовский И. Г., Козында В. В. О снижении энергии лазерного инициирования энергоемких материалов // *Докл. АН*. — 2012. — Т. 442, № 6. — С. 771–775.
17. Ханефт А. В., Дугинов Е. В. Влияние плавления на критическую энергию зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом // *Физика горения и взрыва*. — 2012. — Т. 48, № 6. — С. 47–53.
18. Ханефт А. В., Долгачев В. А. Моделирование инициирования тэна лазерным импульсом в области слабого поглощения // *Физика горения и взрыва*. — 2014. — Т. 50, № 1. — С. 115–123.

19. Ханефт А. В., Долгачев В. А., Зверев А. С., Митрофанов А. Ю. Влияние толщины и коэффициента поглощения пленки оксида меди на время задержки зажигания тэна лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 103–108.
20. Кучугурный Ю. П., Чернай А. В. О поглощении света микровключениями в азиде свинца. — М., 1986. — Деп. в ВИНТИ 17.10.86, № 7571.
21. Барановский А. М. Оптические свойства некоторых ВВ // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 3. — С. 62–64.
22. Самарский А. А., Моисеенко Б. Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журн. вычислит. математики и мат. физики. — 1965. — Т. 5, № 5. — С. 816–827.
23. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
24. Иванов Г. А., Ханефт А. В. Тепловой механизм зажигания органических взрывчатых веществ пучком электронов // Хим. физика. — 2015. — Т. 34, № 7. — С. 33–38.
25. Иванов Г. А., Ханефт А. В. Влияние параметров пучка электронов на зажигание энергетических материалов // Хим. физика и мезоскопия. — 2013. — Т. 15, № 4. — С. 523–529.
26. Ханефт А. В. К инициированию азид свинца электронным импульсом // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 63–66.
27. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
28. Физика взрыва / под ред. Л. П. Орленко. — Изд. 3-е, испр. — М.: Физматлит, 2004. — Т. 1.
29. Гармашева Н. В., Филин В. П., Чемагина И. В., Тайбинов Н. П., Тимофеев В. Т., Филиппова Н. Ю., Казакова М. Б., Баталова И. А., Шахторин Ю. А. Некоторые особенности разложения ТАТБ при нагревании // VII Забабахинские научные чтения. — Снежинск: ВНИИТФ, 2003. — С. 1–13.
30. Беляев А. В., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. — М.: Наука, 1973.
31. Детонация и взрывчатые вещества: сб. ст. / под ред. А. А. Борисова. — М.: Мир, 1981.
32. Баум Ф. А., Державец А. С., Санасарян Н. Н. Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах. — М.: Недра, 1969.
33. Струнин В. А., Николаева Л. И., Манелис Г. Б. Моделирование горения октогена // Хим. физика. — 2010. — Т. 29, № 7. — С. 63–70.

*Поступила в редакцию 21/V 2016 г.,
в окончательном варианте — 11/VIII 2016 г.*