

УДК 541.126.011.2

ВЛИЯНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ НА КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. В. Ханефт, Е. В. Дугинов

Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, khaneft@kemsu.ru

Получен критерий инициирования коротким лазерным импульсом взрывчатых веществ с температурой плавления ниже температуры зажигания. Полученный критерий хорошо согласуется с результатами численного решения уравнения теплопроводности в цилиндрической системе координат. Данный критерий позволил объяснить эксперименты по инициированию тэна с открытой поверхности лазерным импульсом в области прозрачности в зависимости от диаметра светового пучка. Результаты расчетов совпали с экспериментом при $\alpha = 0.065 \text{ см}^{-1}$ и френелевском коэффициенте отражения.

Ключевые слова: плавление, критерий зажигания, лазерный импульс, радиус пучка, тэн.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительно возрос интерес к изучению инициирования конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) лазерным импульсом. Это связано с исследованием применения светодетонаторов, помехозащищенность которых значительно выше, чем у электродетонаторов, а также с выяснением механизма зажигания ВВ световым пучком [1–7]. Известно, что у многих ВВ температура зажигания выше температуры плавления. Естественно, в этом случае плавление будет влиять на порог зажигания ВВ. Моделированию зажигания ВВ, претерпевающих фазовый переход, посвящен ряд работ, например [8–11]. Однако в них не рассматривалось зажигание ВВ световым импульсом в зависимости от радиуса пучка. Целью данной работы являются численное моделирование и анализ влияния плавления на критическую плотность энергии зажигания ВВ коротким лазерным импульсом в зависимости от радиуса светового пучка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Запишем уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом плавления, поглощения света и химической реакции нулевого порядка:

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

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

Уравнение (1) имеет следующие начальные и граничные условия:

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0, \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0. \quad (2)$$

Здесь H_f — скрытая теплота плавления, $\delta(x)$ — дельта-функция, R_0 и L — радиус и длина цилиндрического образца, t — время, $T_0 = 300 \text{ К}$ — начальная температура образца, λ , c — коэффициент теплопроводности и теплоемкость вещества, ρ — плотность вещества, Q , E — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества и энергия активации скорости термического разложения соответственно, Z — частотный фактор, R — универсальная газовая постоянная, α — коэффициент поглощения излучения, A — коэффициент отражения, r — радиальная координата, r_0 — характерный радиус светового пучка. Внешний теплоотвод в данной задаче не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода.

Распределение интенсивности излучения по сечению лазерного пучка в уравнении (1) имеет гауссову форму:

$$I(r, t) = I_0(t) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right).$$

Здесь r — расстояние от оси пучка, $I_0(t)$ — плотность потока энергии в центре пучка, определяемая выражением

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

где $W = \int_0^\infty I_0(t) dt$ — плотность энергии лазерного импульса в центре пучка, τ_m — длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса, измеренного на полувысоте, выражением $\tau_i = 1.19\tau_m$.

При записи уравнения теплопроводности предполагалось, что коэффициенты отражения и поглощения света в процессе зажигания не изменяются. Это обусловлено тем, что при $RT/E \ll 1$ влиянием выгорания за время действия импульса на критическое условие зажигания, а следовательно, и на оптические свойства ВВ можно пренебречь. Ранее это было показано в работах [12, 13] путем численного моделирования зажигания азида свинца и тэна импульсным излучением. В данной работе предполагалось, что при плавлении значения α , A , λ , c также не изменяются.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проведены при следующих теплофизических и кинетических параметрах тэна: $\lambda = 2.51 \cdot 10^{-1}$ Вт/(м·К), $\rho = 1.77 \cdot 10^3$ кг/м³, $E = 196.6$ кДж/моль, $Z = 6.3 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 1.26$ МДж/кг, $c = 1.26 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $H_f = 192$ кДж/кг, $T_f = 413$ К [14]. Кроме того, принималось $\alpha = 150$ см⁻¹, $A = 0.6$, $R_0 = 1$ мм, $L = 1$ мм.

При численном решении уравнения (1) с граничными условиями (2) использовалась неявная разностная схема, которую решали методом прогонки [15, 16]. При этом уравнение теплопроводности по пространственным переменным расщеплялось на два уравнения [7, 16]. Аррениусовская нелинейность линеаризована на каждом временном шаге при помощи

преобразования Д. А. Франк-Каменецкого. Координатные сетки строились неравномерными. Шаги по координатам r и z вычислялись по алгоритму [15]

$$h_{zi+1} = kh_{zi}, \quad h_{ri+1} = kh_{ri},$$

т. е. по закону геометрической прогрессии. Здесь k — коэффициент увеличения шага. Коэффициенты увеличения шага по z и r брали одинаковыми и равными 1.15. Первые шаги по координатам z и r вычисляли по формулам

$$h_{z1} = \frac{L(k-1)}{k^{N_z}-1}, \quad h_{r1} = \frac{R_0(k-1)}{k^{N_r}-1},$$

где N_r — число разбиений разностной сетки по координате r , N_z — число разбиений по координате z . Задавали $N_r = N_z = 91$.

Шаг по времени также был переменным. Его выбирали из условия, чтобы разность температур (по модулю) временных слоев i и $i-1$ в начале координат, где температура максимальна, не превышала 0.1 К. Следует отметить, что при заданных коэффициенте k , алгоритме выбора шага по времени и «отключенной» экзотермической реакции закон сохранения энергии выполнялся с точностью ≈ 2.2 %. Для широкого пучка ($r_0 \approx R_0$) при коротком импульсе закон сохранения энергии проверялся по выражению

$$c\rho \int_0^L [T(0, z, t) - T_0] dz =$$

$$= \iint_{00}^{tL} \alpha(1-A)I_0(t) \exp(-\alpha z) dz dt,$$

т. е. на оси z . При $\alpha^{-1} \ll L$ и $t > \tau_i$ данный закон принимает вид

$$c\rho \int_0^L [T(0, z, t) - T_0] dz = (1-A)W.$$

При $r_0 < R_0$ закон сохранения энергии проверялся по выражению

$$2\pi c\rho \int_0^L \int_0^{R_0} [T(r, z, t) - T_0] r dr dz =$$

$$= 2\pi \int_0^t \int_0^L \int_0^{R_0} \alpha(1-A)I_0(t) \exp(-\alpha z) r dr dz dt.$$

При $\alpha^{-1} \ll L$ и $t > \tau_i$ он преобразуется к виду

$$2\pi c\rho \int_0^L \int_0^{R_0} [T(r, z, t) - T_0] r dr dz = \pi r_0^2 (1-A)W.$$

При численной реализации алгоритма решения уравнения теплопроводности учитывалось плавление тэна. При достижении температуры плавления T_f в каком-либо элементарном объеме с координатами (i, j) двумерной разностной сетки считалось, что температура в этом объеме перестает изменяться и начинается плавление. С этого момента полагалось, что на плавление идет энергия, выделяемая при поглощении излучения, выделяемая в экзотермической реакции, а также передаваемая теплопроводностью:

$$\begin{aligned} \Delta Q_{j,i} = & \lambda \frac{2\Delta t}{h_{zi-1} + h_{zi}} \left(\frac{T_{j,i+1} - T_{j,i}}{h_{zi}} - \right. \\ & \left. - \frac{T_{j,i} - T_{j,i-1}}{h_{zi-1}} \right) + \lambda \frac{2\Delta t}{r_{j+1}^2 - r_j^2} \times \\ & \times \left(r_{j+1} \frac{T_{j+1,i} - T_{j,i}}{h_{rj}} - r_j \frac{T_{j,i} - T_{j-1,i}}{h_{rj-1}} \right) + \\ & + \Delta t \alpha (1-A) I_0(t) \exp \left(-\alpha z_j - \frac{r_i^2}{r_0^2} \right) + \\ & + \Delta t \rho Q Z \exp \left(-\frac{E}{RT_{i,j}} \right), \end{aligned}$$

где Δt — шаг по времени. Как только накопленная в элементарном объеме энергия $\sum \Delta Q_{j,i}$ становилась равной произведению ρH_f , температура этого объема вновь начинала изменяться.

При остывании образца до значения T_f температура элементарного объема полагалась равной T_f до тех пор, пока накопленное в данном объеме тепло не становилось равным ρH_f .

Для проверки сеточной сходимости алгоритма решения уравнения теплопроводности с переменным шагом по координатам z и r были проведены расчеты изменения температуры

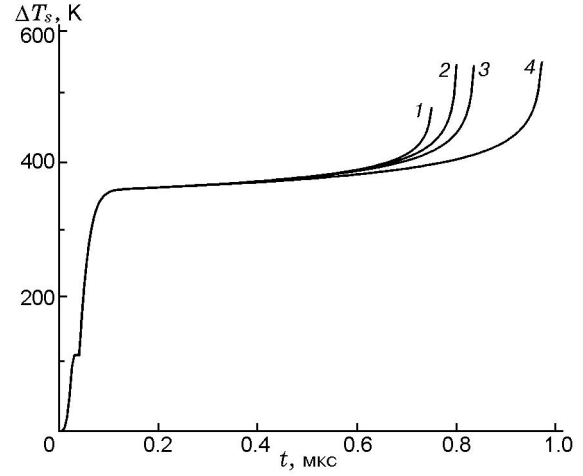


Рис. 1. Сходимость зависимостей температуры поверхности образца ΔT_s в центре лазерного пучка от времени при $W = 19$ Дж/см²:

1–3 — расчет с постоянным шагом при $N_z = N_r = 500$ (1), 1000 (2) и 1500 (3), 4 — расчет с переменным шагом при $N_z = N_r = 91$

поверхности в центре пучка ($z = r = 0$) от времени с постоянными и равными друг другу шагами по данным координатам. Результаты приведены на рис. 1. Расчеты выполнены при $N_z = N_r = 500$ (кривая 1), 1000 (кривая 2) и 1500 (кривая 3). Из рис. 1 видно, что чем больше число разбиений по координатам z и r , тем ближе расчетные кривые расположены к кривой 4, рассчитанной с переменным шагом при $N_r = N_z = 91$. Таким образом, численным расчетам с переменным шагом можно доверять. Вместе с тем численное решение уравнения теплопроводности с переменным шагом значительно экономит время расчетов.

На рис. 2 представлены результаты расчета изменения температуры ΔT_s в центре поверхности ВВ в центре пучка вблизи порога зажигания при воздействии лазерным импульсом длительностью 40 нс при радиусе светового пучка $r_0 = 10^{-1}$ см. При $\Delta T_s = 113$ К на зависимости $\Delta T_s = f(t)$ наблюдается «полочка», которая обусловлена плавлением тэна. Слева от «полочки» ВВ не расплавлено, а справа от нее приповерхностный слой расплавлен.

На рис. 3 показано распределение температуры $\Delta T(0, z, t)$ в тэне вдоль оси z , рассчитанное в различные моменты времени при $W = 15$ Дж/см², т. е. в допороговой области. Как видно из рисунка, характерное время диффузии тепла t_d из зоны облучения составляет

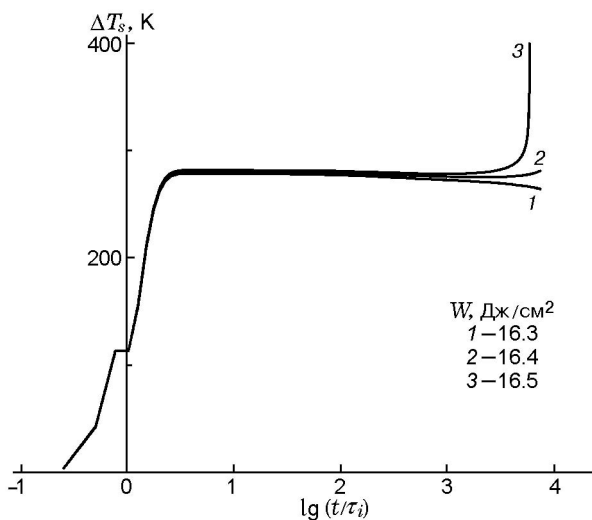


Рис. 2. Зависимость температуры ΔT_s на поверхности образца в центре пучка от времени при различных плотностях излучения

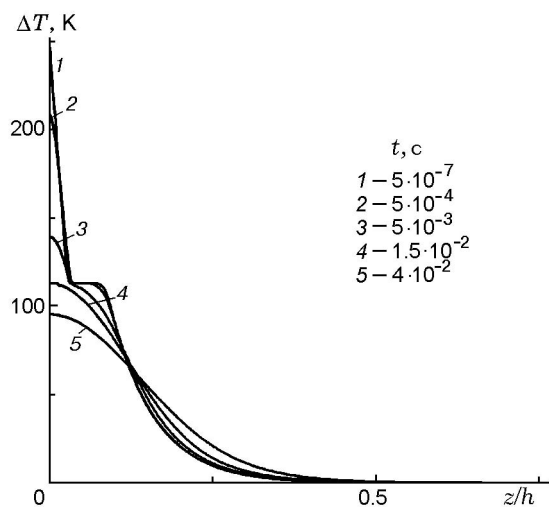


Рис. 3. Распределение температуры ΔT в тэне вдоль оси z при $W = 15$ Дж/см² в различные моменты времени

порядка 10^{-2} с, что хорошо согласуется с оценкой

$$t_d = \frac{c\rho}{\lambda\alpha^2} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с.}$$

Несовпадение площадей, например, под кривыми 1 и 4 на рис. 3 обусловлено тем, что кроме теплоотвода вдоль оси z имеется радиальный теплоотвод из области поглощения.

На рис. 4 приведены результаты расчета зависимости критической плотности энергии иницирования ВВ лазерным импульсом длительностью $\tau_i = 40$ нс от радиуса пучка без

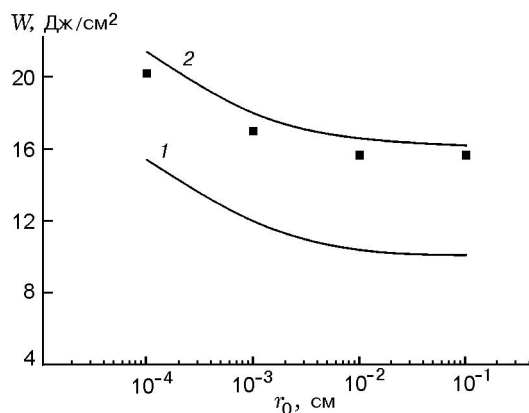


Рис. 4. Влияние радиуса пучка лазерного импульса на критическую плотность энергии зажигания тэна:

1 — расчет без учета плавления, 2 — расчет с учетом плавления, ■ — расчет по критерию (3), (4)

учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) плавления. Как видно из сравнения кривых, плавление повышает критическую плотность энергии иницирования. Кривая 2 сдвинута вверх относительно кривой 1 на величину $\Delta W \approx 6$ Дж/см², вследствие того что для нагрева ВВ до температуры зажигания необходимо затратить дополнительную энергию на его плавление.

Получим выражение для критической плотности энергии зажигания ВВ коротким лазерным импульсом. Процесс плавления не влияет на критическую температуру зажигания при воздействии коротким лазерным импульсом. Он влияет только на время задержки иницирования. Выражение для критической температуры зажигания ВВ коротким лазерным импульсом в зависимости от радиуса светового пучка в случае независимости коэффициента поглощения от температуры приведено в работах [7, 17] и имеет вид

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_{\max}}\right) = \lambda \frac{\Delta T_{\max}}{F(\gamma)} \left(\alpha + \frac{4z_1}{r_0^2}\right), \quad (3)$$

где

$$F(\gamma) = (1 + \gamma)/(1 - \gamma T_0/\Delta T_{\max}),$$

$$\Delta T_{\max} = \alpha W(1 - A)/c\rho, \gamma = RT_{\max}/E,$$

а толщина реакционного слоя z_1 определяется выражением [18]

$$z_1 \approx \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0/\Delta T_{\max}} \right).$$

Соотношение (3) для определения критической температуры зажигания получено из условия, что скорость выделения тепла Q_+ в зоне химической реакции равняется скорости теплоотвода Q_- из этой зоны в глубь вещества [18, 19]. Ширина реакционной зоны определяется из условия, что скорость химической реакции на границе реакционной зоны в e раз меньше, чем на поверхности.

Согласно закону сохранения энергии, энергия лазерного импульса

$$E_{\Delta V} = \alpha(1 - A)W^* \Delta V,$$

поглощенная в реакционном объеме ΔV , идет на нагрев реакционного объема до критической температуры:

$$Q^* = c\rho\Delta T_{\max}\Delta V,$$

и на плавление:

$$Q_f = \rho H_f \Delta V.$$

Следовательно,

$$E_{\Delta V} = Q^* + Q_f.$$

Отсюда критическая плотность энергии лазерного импульса равна

$$W^* = \frac{c\rho\Delta T_{\max}}{\alpha(1 - A)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - A)}. \quad (4)$$

Зависимость критической плотности энергии зажигания тэна от радиуса светового пучка, рассчитанная по формулам (3), (4), приведена на рис. 4. Видно, что результаты расчетов по критерию достаточно хорошо совпадают с кривой 2. Расчеты показали, что относительная ошибка определения пороговой энергии лазерного импульса по критерию (3), (4) приблизительно 5.5 %.

В случае малого коэффициента поглощения и выполнения условия $\alpha^{-1} \geq L$ при вычислении критической плотности энергии необходимо учитывать многократное отражение светового потока от противоположных сторон образца. С учетом многократного отражения распределение плотности энергии в единицу времени вдоль оси пучка определяется выражением [20]:

$$\begin{aligned} \frac{dE_V(z, t)}{dt} = \\ = \alpha(1 - A)I_0(t) \exp(-\alpha z) \frac{1 + A \exp[2\alpha(z - L)]}{1 - A^2 \exp(-2\alpha L)}. \end{aligned}$$

По окончании лазерного импульса распределение плотности энергии, поглощенной образцом вдоль оси z , находится по формуле

$$\begin{aligned} E_V = \\ = \alpha(1 - A)W \exp(-\alpha z) \frac{1 + A \exp[2\alpha(z - L)]}{1 - A^2 \exp(-2\alpha L)}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом выражения (5) формула (4) принимает вид

$$\begin{aligned} W^* = \frac{1 - A^2 \exp(-2\alpha L)}{1 + A \exp(-2\alpha L)} \times \\ \times \left(\frac{c\rho\Delta T_{\max}}{\alpha(1 - A)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - A)} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

В работе [21] изучалось инициирование флегматизированного тэна с открытой поверхности неодимовым лазером с длительностью импульса 3 нс в области прозрачности кристалла ($\lambda = 1.06$ мкм). Плотность образца была близка к плотности монокристалла, а образцы тэна представляли собой цилиндры диаметром 7 мм и толщиной 18 мм. Следует заметить, что данные эксперименты по инициированию тэна с открытой поверхности до сих пор никем не повторены. Для их осуществления необходим лазер очень большой мощности. Это обусловлено тем, что в данной области спектра тэн практически прозрачен. Коэффициент поглощения здесь порядка $0.033 \div 0.1 \text{ см}^{-1}$ [22, 23]. Инициирование тэна, согласно работе [21], имеет объемный характер. Это возможно только при малом коэффициенте поглощения, когда энергия лазерного излучения поглощается практически однородно по длине образца. В работе [21] отмечается, что сферический разлет продуктов наблюдается при $t \leq 2$ мкс.

На рис. 5 приведены результаты расчета критической энергии инициирования тэна лазерным импульсом в области прозрачности образца, вычисленной по формуле

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

с использованием выражений (3) и (6). Расчеты выполнены при френелевском коэффициенте отражения

$$A = A_F = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 = 0.036,$$

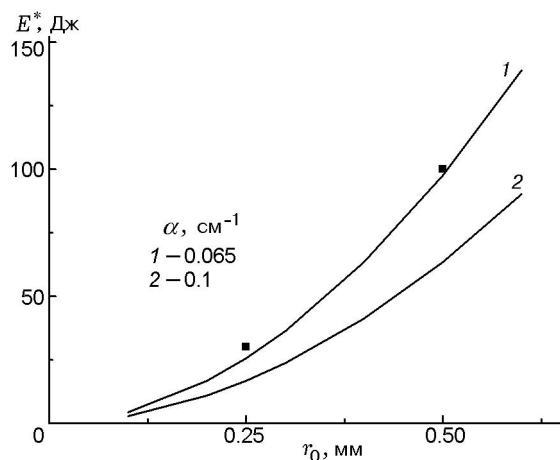


Рис. 5. Зависимость пороговой энергии инициирования тэна от радиуса пучка лазера: линии 1, 2 — расчет по формулам (5), (6) при различных коэффициентах поглощения, ■ — эксперимент [21]

где $n = 1.47$ — коэффициент преломления тэна [22]. Как видно из рис. 5, результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментом [21] при $\alpha = 0.065 \text{ cm}^{-1}$. Полученное значение коэффициента поглощения для данной области спектра вполне разумно.

В работе [24] представлены результаты численного решения уравнения теплопроводности в цилиндрической системе координат для тэна с учетом плавления, экзотермической реакции и многократного отражения светового потока от противоположных сторон образца. Расчеты проведены при $\alpha = 0.065 \text{ cm}^{-1}$. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом [21], а следовательно, и с оценкой критической плотности энергии лазерного импульса. Время задержки зажигания, согласно [24], составляет $6.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, что примерно на 2.5 порядка больше экспериментального времени начала разлета продуктов. Расчеты показали, что для времени задержки инициирования порядка 10^{-6} с коэффициент поглощения тэна примерно равен 0.088 cm^{-1} . Возможно, в работе [21] эксперименты по инициированию тэна проведены с энергией лазерного импульса несколько выше пороговой.

ВЫВОДЫ

• Получен критерий инициирования коротким лазерным импульсом взрывчатых веществ, температура плавления которых ниже температуры зажигания.

• Показано, что размерный эффект зажигания тэна с открытой поверхностью в области прозрачности образца обусловлен радиальным теплоотводом из реакционного объема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Илюшин М. А., Угрюмов И. А., Козлов А. С., Долматов В. Ю., Шугалей И. В., Головчак А. Н., Веденецкий А. В., Королев Д. В., Осташев В. Б. Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного инициирования полимерсодержащего светочувствительного взрывчатого состава // Хим. физика. — 2005. — Т. 24, № 10. — С. 49–56.
2. Медведев В. В. Влияние неоднородного облучения на пороги зажигания двухосновного пористого топлива // Хим. физика. — 2009. — Т. 28, № 6. — С. 74–76.
3. Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Калмыков П. И., Квасов А. А., Чесноков Е. Н., Купер К. Э. Лазерное инициирование кристаллизованных смесей фуразанотетразиндиоксида и динитродиазапентана // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 131–134.
4. Zarko V. E., Kvasov A. A., Simonenko V. N., Chesnokov E. N., Kalmykov P. I., Kuper K. E., Tsipilev V. P. Laser initiation thresholds for FTDO/DNP crystallized mixtures // Energetic Materials — Modelling, Simulation and Characterisation of Pyrotechnics, Propellants and Explosives: 42nd Intern. Annu. Conf. of ICT, June 28 — July 01, 2011, Karlsruhe, FRG. — P. 23-1–23-9.
5. Ассовский И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005.
6. 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.
7. 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.
8. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. Особенности зажигания полупрозрачных летучих ВВ монохроматическим световым потоком // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 5. — С. 140–147.
9. Ассовский И. Г., Закиров З. Г. О зажигании газифицирующего топлива тепловым импульсом // Хим. физика. — 1987. — Т. 6, № 11. — С. 1583–1589.
10. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Ивания С. П., Рычков А. Д. Расчет отклика газифи-

- пирующего энергетического материала на действии монохроматического излучения // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 1. — С. 30–41.
11. **Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Тепломассоперенос при локальном нагреве и зажигании жидкого топлива сфокусированным потоком излучения // Изв. Том. политехн. ун-та. — 2010. — Т. 316, № 4. — С. 29–33.
 12. **Ханефт А. В.** К инициированию азидов свинца электронным импульсом // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 63–66.
 13. **Khanefit A. V., Duginov V. E., Dolgachev V. A., Ivanov G. A.** The criterion of initiation for explosive materials with the fusing temperature that is less than the ignition temperature by the short laser impulse // Energetic Materials: Modelling, Simulation and Characterisation of Pyrotechnics, Propellants and Explosives: 42nd Intern. Annu. Conf. of ICT, June 28–July 1, 2011, Karlsruhe, FRG. — P. 74-1–74-11.
 14. **Физика взрыва** / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Наука, 2004. — Т. 1.
 15. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
 16. **Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В.** Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. — М.: Высш. шк., 1990.
 17. **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.
 18. **Ковальский А. А., Хлевной С. С., Михеев В. Ф.** К вопросу о зажигании баллиститных порохов // Физика горения и взрыва. — 1967. — Т. 3, № 4. — С. 527–541.
 19. **Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.** Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания // Докл. АН СССР. — 1968. — Т. 178, № 1. — С. 131–134.
 20. **Петрусевич В. А.** О влиянии обработки поверхности на спектральное распределение фотопроводимости n - и p -германия // Физика твердого тела: сб. ст. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. — Т. II. — С. 56–62.
 21. **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.
 22. **Барановский А. М.** Оптические свойства некоторых ВВ // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 3. — С. 62–64.
 23. **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.
 24. **Долгачев В. А.** Моделирование инициирования тэна лазерным импульсом в области прозрачности образца // Физика неравновесных процессов: материалы 50-й юбилейной междунар. науч. студенческой конф. «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, 2012. — С. 41.

*Поступила в редакцию 20/V 2011 г.,
в окончательном варианте — 30/V 2012 г.*