

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА

Е.В. Дугинов, А.В. Ханефт

Кемеровский государственный университет, г. Кемерово, Россия

Проблема лазерного инициирования бризантных взрывчатых веществ (ВВ) возникла практически сразу после создания первых лазерных установок. Изучалось влияние длительности лазерного импульса, диаметра пучка и плотности энергии на условие инициирования детонации ВВ.

В качестве объекта численного моделирования в работе был выбран ТЭН. ТЭН – это высокобризантное взрывчатое вещество, нитроэфир, теплота взрыва которого составляет порядка 5,9 МДж/кг. Данное ВВ чувствительно к удару, воздействию тепла, лазерного излучения и сильноточного электронного пучка [1-6].

Экспериментальное изучение инициирования ТЭНа лазерным импульсом рассмотрено в работах [1-4]. Инициирование ТЭНа проводилось лазерным импульсом с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. Эксперименты проводились на прессованных таблетках различной плотности. В настоящее время существует две гипотезы по механизму инициирования ТЭНа лазерным импульсом:

1. Оптический пробой.
2. Тепловой микроочаговый механизм.

Вследствие этого определение механизма инициирования ТЭНа лазерным импульсом является актуальной задачей.

В работе численно решено двумерное нелинейное уравнение теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + (1-R)\alpha I \exp(-\alpha z) + qK_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1)$$

со следующими начальными $T(r, t) = T_0$, и граничными условиями

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

где, D и L – диаметр и длина образца в виде цилиндра; T – температура; T_0 – начальная температура образца; λ , c – коэффициент теплопроводности и теплоемкость вещества; ρ – плотность вещества; q , K_0 , E – тепловой эффект реакции, пре-

дэкспонент и энергия активации скорости разложения соответственно; k – постоянная Больцмана; R коэффициент отражения, α – коэффициент поглощения; I – интенсивность лазерного излучения.

Внешний теплоотвод не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки инициирования значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода.

Распределение интенсивности по сечению лазерного пучка задавалось в форме Гаусса

$$I(r, t) = I_0(t) \exp\left(-r^2/r_0^2\right),$$

где r_0 – характерный радиус пучка; I_0 – плотность потока энергии в центре пучка, определяемая выражением

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

Здесь τ_m – длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса, измеренного на полувысоте выражением $\tau_i = 1,19\tau_m$; W – плотность энергии лазерного импульса. Пучок лазерного излучения падает нормально на поверхность твердого тела параллельно оси z . Начало координат выбрано в точке пересечения оси пучка с плоскостью поверхности.

Численное решение двумерного уравнения теплопроводности с нелинейным источником тепла (1) и начальными и граничными условиями (2) проводилось путем расщепления задачи по пространственным переменным. Использовалась консервативная неявная схема. Полученная система неявных разностных уравнений по соответствующим пространственным направлениям решалась методом прогонки. Разностная сетка выбиралась неравномерной. Аррениусовская нелинейность линеаризовывалась на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА

Расчеты проводились при $T_0 = 300 \text{ K}$, $c = 1,255 \text{ Дж/(г·К)}$, $\lambda = 1,004 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/(см·К)}$, $\rho = 1,77 \text{ г/см}^3$, $qK_0 = 4,184 \cdot 10^{19} \text{ Дж/(см}^3\cdot\text{с)}$, $E = 1,717 \text{ эВ}$ [7] и $\alpha = 150 \text{ см}^{-1}$, $R = 0,8$ [8].

Результаты численного решения задачи инициирования конденсированного вещества представлены на рис. 1 – рис. 4.

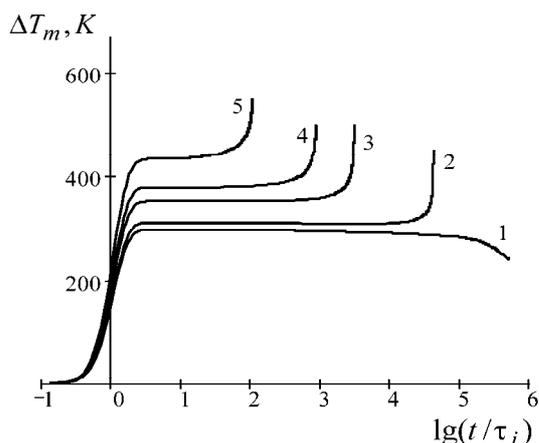


Рисунок 1 – Зависимость температуры ΔT_m от времени при $\tau_i = 10^{-9} \text{ с}$, $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и $W = 22$ (1), 23 (2), 26 (3), 28 (4) и 32 Дж/см^2 (5).

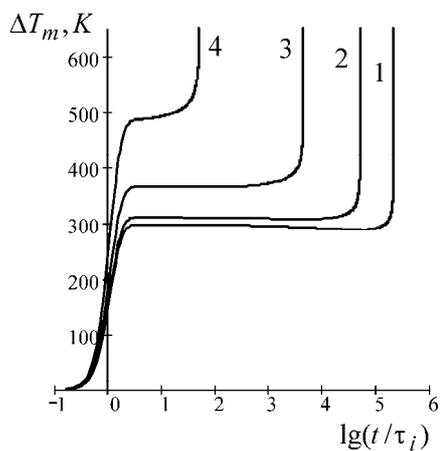


Рисунок 2 – Зависимость температуры ΔT_m от времени при $\tau_i = 10^{-9} \text{ с}$ вблизи порога зажигания: $r_0 = 10^{-4} \text{ см}$, $W = 22 \text{ Дж/см}^2$ (1); $r_0 = 10^{-3} \text{ см}$, $W = 23 \text{ Дж/см}^2$ (2); $r_0 = 10^{-2} \text{ см}$, $W = 27 \text{ Дж/см}^2$ (3); $r_0 = 10^{-1} \text{ см}$, $W = 35,5 \text{ Дж/см}^2$ (4).

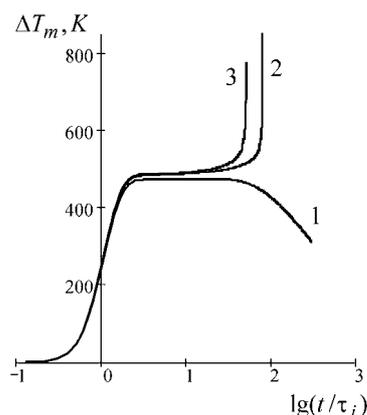


Рисунок 3 – Зависимость температуры ΔT_m от времени при $\tau_i = 10^{-9} \text{ с}$, $r_0 = 10^{-4} \text{ см}$ и $W = 35$ (1), 35,8 (2) и 36 Дж/см^2 (3).

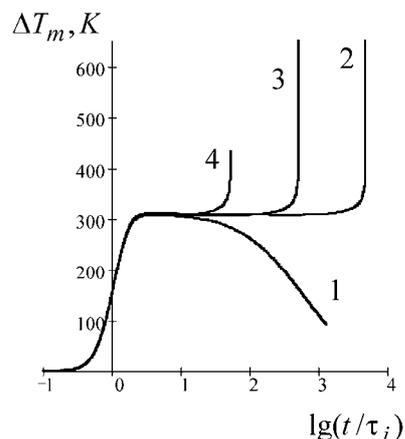


Рисунок 4 – Влияние длительности лазерного импульса на зависимость температуры ΔT_m от времени при $r_0 = 10^{-4} \text{ см}$ и $W = 23 \text{ Дж/см}^2$: $\tau_i = 10^{-6}$ (1), 10^{-7} (2), 10^{-8} (3), 10^{-9} с (4).

Расчеты проводились при различных плотностях энергии W , радиусе светового пучка r_0 и длительности лазерного импульса τ_i . Вычисленные значения критической плотности энергии соизмеримы с экспериментальными данными [4].

Расчеты показали, что при воздействии широкого пучка ($r_0 \gg \alpha^{-1}$) критическая плотность энергии зажигания конденсированного вещества значительно меньше, чем в случае зажигания твердого тела узким пучком ($r_0 \ll \alpha^{-1}$). Однако для узкого пучка меньше

время задержки зажигания τ , так как уменьшение радиуса пучка приводит к увеличению критической энергии инициирования и соответственно к увеличению температуры поверхности после окончания лазерного импульса, что сокращает адиабатическое время прогрева реакционной области твердого тела.

Результаты численных расчетов критической плотности энергии инициирования ТЭНа лазерным импульсом согласуются с результатами расчета по критерию, полученному из условия, что скорость экзотермической реакции на границе реакционного объема уменьшается в e раз [9, 10]

$$z_1 q K_0 \exp\left(-\frac{E}{kT_m}\right) = \frac{\lambda \Delta T_m}{F(\gamma)} \left(\alpha + \frac{4z_1}{r_0^2}\right), \quad (3).$$

$$F(\gamma) = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0 / \Delta T_m}.$$

Здесь $\gamma = k_B T_m / E$, $\Delta T_m = \alpha W / c\rho$, а выражения для характерных размеров реакционного объема $v_1 = \pi r_1^2 z_1$ имеют вид

$$z_1 = \alpha^{-1} \ln\left(\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0 / \Delta T_m}\right),$$

$$r_1 = r_0 \left[\ln\left(\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0 / \Delta T_m}\right) \right]^{1/2}.$$

Изменения температуры в реакционном объеме по окончании лазерного импульса определяется уравнением

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \exp\theta - \frac{t_{ad}}{t_1}, \quad (4)$$

где $\theta = \frac{\Delta T}{\gamma T_m}$, $\xi = \frac{t}{t_{ad}}$ безразмерные температура и время; t_{ad} , t_1 – адиабатическое время разогрева и характерное время тепловой релаксации реакционного объема. Адиабатическое время разогрева и характерное время тепловой релаксации реакционного объема определяются выражениями

$$t_{ad} = \frac{c\rho k T_m^2}{q K_0 E} \exp\left(\frac{E}{kT_m}\right), \quad t_1^{-1} = a \left(\frac{4}{r_1^2} + \frac{1}{z_1^2}\right).$$

Здесь $a = \lambda / c\rho$ – коэффициент теплопроводности.

С учетом новых переменных критерий зажигания (3) при $\gamma \ll 1$ ($F(\gamma) \approx 1$) примет вид

$$t_{ad} / t_1 = 1,$$

то есть в критической точке адиабатический период индукции равняется характерному времени тепловой релаксации реакционного объема. Решая уравнения (4), получим

$$\frac{t_1}{t_{ad}} \left[-\theta + \ln\left(\frac{\exp\theta - t_{ad}/t_1}{1 - t_{ad}/t_1}\right) \right] = \xi, \quad (5)$$

Из решения (5) получено выражение для времени задержки зажигания конденсированного ВВ по окончании лазерного импульса из условия, что за индукционный период скорость экзотермической реакции возрастает в e раз:

$$\tau = t_1 \ln\left(\frac{1 - t_{ad}/et_1}{1 - t_{ad}/t_1}\right), \quad (6)$$

которое при $t_{ad}/t_1 \ll 1$ принимает вид $\tau \approx 0,632 t_{ad}$. Следовательно, время задержки при плотностях энергии значительно превышающих критическую, перестает зависеть от диаметра светового пучка.

На рис. 5 представлены результаты расчета по формуле (6) зависимости времени задержки инициирования ВВ от радиуса лазерного пучка при критических плотностях энергии. Как видно из рисунка, время задержки с уменьшением радиуса пучка уменьшается.

На условие инициирование ТЭНа влияют не только размеры светового пучка, плотность энергии, но и длительность светового импульса. При длительности импульса $\tau_i \geq t_1$ критическая энергия зажигания взрывчатого вещества возрастает (рис.4), что качественно согласуется с экспериментом [2].

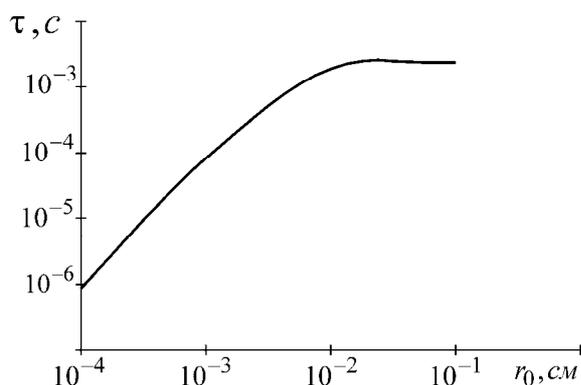


Рисунок 5 – Зависимость времени задержки иницирования ТЭНа при критической плотности энергии лазерного импульса от радиуса светового пучка (расчет).

Известно, что коэффициент поглощения твердых тел зависит от температуры. Причем на различных спектральных участках коэффициент поглощения может с температурой как возрастать, так и уменьшаться [11].

В случае зависимости коэффициента поглощения от температуры, критерий зажигания (3) принимает вид

$$z_1 q K_0 \exp\left(-\frac{E}{kT_m}\right) = \frac{\lambda \Delta T_m}{F(\gamma)} \left\{ \frac{\alpha}{1 - (1 - \alpha z_1) \frac{\Delta T_m}{\alpha F(\gamma)} \frac{\partial \alpha}{\partial T}} + \frac{4z_1}{r_0^2 \left[1 - \frac{\Delta T_m}{\alpha F(\gamma)} \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right]} \right\} \quad (7)$$

где $\alpha = \alpha(T_m)$. При $\partial \alpha / \partial T > 0$ критическая плотность энергии лазерного импульса иницирования ВВ уменьшается, а при $\partial \alpha / \partial T < 0$ наоборот увеличивается.

На рис. 6 приведены результаты расчета по формуле (7) зависимости критической плотности энергии иницирования лазерным импульсом ТЭНа от радиуса светового пучка при $\alpha = 150 - 0,01(T - 300) \text{ см}^{-1}$ (кривая 1), $\alpha = 150 \text{ см}^{-1}$ (кривая 2) и $\alpha = 150 - 0,02(T - 300)$ (кривая 3).

Как видно из рис. 6, что в случае зависимости коэффициента поглощения от температуры при $d\alpha/dT < 0$ (кривые 1, 3) критическая плотность энергии лазерного импульса увеличивается, а зависимость W^* от r_0 становится более крутой.

В заключении хотелось бы отметить следующее. ТЭН плавится при температуре 413 К [1]. Теплота плавления составляет 60,67 кДж/моль. В данной работе фазовое превращение ТЭНа не учитывалось. Естественно полученные значения критической

плотности энергии являются несколько заниженными особенно для широкого светового пучка лазерного импульса.

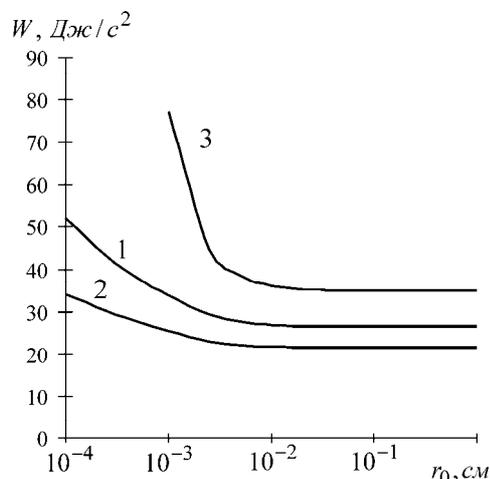


Рисунок 6 – Зависимость критической плотности энергии иницирования ТЭНа от радиуса пучка лазерного импульса (пояснение в тексте).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Бриш А.А., Галеев И.А., Сбитнев Е.А. и др. О механизме иницирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // ФГВ. – 1969. – Т.5. №4. – С. 475-480.
2. Волкова А.А., Зинченко А.Д., Санин И.В. и др. Временные характеристики иницирования ТЭНа лазерным излучением // ФГВ. – 1977. – Т.13. №5. – С. 760-766.
3. Быхало А.И., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г. и др. Иницирование ТЭНа мощным лазерным излучением // ФГВ. – 1985. Т.21. №4. – С. 110-113.
4. Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Сдобнов В.И. и др. Лазерное иницирование ТЭНа // ФГВ. – 1996. – Т.32. №4. – С. 113-119.
5. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И. и др. Иницирование детонации ТЭНа мощным электронным пучком // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т.29. Вып. 16. – С. 23-28.
6. Физика взрыва / Под ред. Орленко Л.П. – М.: Физматлит, 2004. – Т.1. – 832 с.
7. Воскобойников И.М., Богомолов В.М., Апин А.Я. Расчет давления иницирования взрыва гомогенных взрывчатых веществ ударной волной // ФГВ. – 1968. – Т.4. №1. – С. 45-49.
8. Таржанов В.И., Куропатенко В.Ф., Сапожников А.Т. и др. Математическое иницирование ТЭНа лазерным излучением //

- Сборник докладов I Всесоюзного совещания по детонации. ОИХФ АН СССР. – Черногловка, 1978. – С. 46-50.
9. Ковальский А.А., Хлевной С.С., Михеев В.Ф. К вопросу о зажигании баллиститных порохов // ФГВ. – 1967. – Т.3. №4. – С. 547-554.
 10. Ханефт А.В. Влияние распределения светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества // Химическая физика. – 1998. – Т.17. №10. – С. 67-70.
 11. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. – М.: Мир, 1973. – 367 с.