

На правах рукописи

Морозова Елена Юрьевна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Томск 2010

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Ципилев Владимир Папилович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Ханефт Александр Вилливич

доктор физико-математических наук,
профессор Кузнецов Гений Владимирович

Ведущая организация: Обособленное структурное подразделение
Научно-исследовательский институт
прикладной математики и механики
ГОУ ВПО НИ ТГУ

Защита состоится «22» декабря 2010 г. в 15.00 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 212.269.02 при ГОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» в аудитории 217, учебного корпуса № 8 по адресу 634050, г. Томск, ул. Усова, 7.

С диссертацией можно ознакомиться в читальном зале научно-технической библиотеки ГОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет».

Автореферат разослан «19» ноября 2010 г.

Ученый секретарь
совета по защите докторских
и кандидатских диссертаций
Д 212.269.02
доктор физико-математических наук _____ Коровкин М.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Решение многих современных научных и технических задач основывается на использовании взрыва. Безусловно, способ возбуждения взрыва определяет требования к надежности в работе применяющихся устройств и безопасности обращения с ними. Поэтому вполне обоснован интерес, проявляемый к лазерному способу инициирования, радикально избавленному от влияния агрессивных сред, электромагнитных помех, статического электричества и замыкания.

Лазерное инициирование успешно используется во многих взрывных технологиях: сварка, штамповка, упрочнение, синтез новых материалов, горно-взрывные работы, пироавтоматика космических кораблей, в технологиях экстремальных условий проведения работ, а также в лазерных оптоволоконных системах инициирования взрывчатых веществ (ВВ).

Требование практики заключается в использовании положительных сторон явления (большой выход энергии, получение нужных веществ), а также, в устранении нежелательных пожаров и взрывов. Поэтому, знание фундаментальных закономерностей и характеристик зажигания энергетических материалов (ЭМ), с одной стороны, необходимо для оценки возможности возникновения таких ситуаций, а с другой, для оценки эффективности устройств, обеспечивающих стабильные условия зажигания ВВ, т.е. для оценки лазерной стойкости материалов в различных экспериментальных условиях, а в перспективе – для управления их чувствительностью.

Таким образом, моделирование процесса лазерного зажигания ЭМ на основе накопленной экспериментальной базы может, во первых, прогнозировать результаты экспериментов и поведение ВВ в различных штатных ситуациях, а во вторых, служит инструментом в понимании механизмов, лежащих в основе этих процессов.

Выбор объекта исследования. Учитывая большое разнообразие ВВ, а также сложность процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, в первую очередь, необходимо сосредоточить внимание на изучении модельных объектов, для которых картина явлений наиболее проста, с целью выявления общих закономерностей процесса и их использования для прогнозирования практических ситуаций. Именно поэтому в качестве модельных объектов выбраны азиды тяжелых металлов (АТМ), являющиеся штатными инициирующими ВВ, и тетранитрат пентаэритрита (тЭН), выступающего в качестве модельного объекта среди бризантных ВВ.

Цель работы: развитие модельных представлений процесса лазерного импульсного зажигания конденсированных ВВ.

Задачи, которые необходимо решить для достижения поставленной цели:

1. Численное исследование порогов и кинетических характеристик процесса лазерного зажигания ВВ как в области прозрачности, так и в области собственного поглощения матрицы вещества в широком диапазоне длительностей воздействующего импульса.

2. Путем сравнения результатов расчета с экспериментом, определить энергетические и кинетические параметры процесса, критерии зажигания и факторы, лежащие в их основе.

Защищаемые положения:

1. В области прозрачности вещества взрывное разложение АТМ и тэна начинается с тепловых очагов, образующих на оптических неоднородностях. Учитывая, что каждой длительности лазерного импульса соответствует определенный размер включения, температура разогрева и реакционная способность которого максимальна, вводя в прозрачные ВВ поглощающие примеси определенного размера можно эффективно повышать чувствительность ВВ к импульсу данной длительности.

2. В области прозрачности вещества по отношению к созданному очагу, выявляются два критерия зажигания ВВ: в адиабатическом режиме нагрева – достижение в очаге определенного уровня запаса тепла, а в квазистационарном – достижение критического уровня температуры на поверхности включения.

3. В области собственного поглощения вещества процесс лазерного зажигания АТМ и тэна развивается из теплового очага, формирующегося в приповерхностном слое ВВ, характеристики которого определяются показателем поглощения вещества, длительностью лазерного импульса, тепловой активностью ВВ и прозрачной подложки. В адиабатическом режиме нагрева очага критерием зажигания является достижение критического значения поглощенной объемной плотности энергии.

Научная новизна: определены и сформулированы основные пространственно-временные характерные масштабы процесса лазерного зажигания конденсированных ВВ; сформулированы и численно решены задачи зажигания ВВ как в области прозрачности, так и в области собственного поглощения вещества в широком диапазоне длительностей; получено аналитическое выражение для оценки максимальной температуры очага в зависимости от длительности ЛИ; впервые дан полный анализ связи между размером очага, критическим потоком и реакционной способностью очага в квазистационарном режиме нагрева; выявлена роль выгорания вещества при различных временах воздействия и параметрах тепловых очагов; на примере тэна показано, что чувствительность вторичных ВВ к лазерному воздействию может быть близка к чувствительности инициирующих ВВ; дан подробный анализ критериев зажигания.

Достоверность полученных результатов следует из обоснованности и корректности постановок задач, сходимости используемых разностных схем, проверки в реперных точках численного решения аналитическим, а также сравнением с известными экспериментальными результатами.

Теоретическая значимость. Сделан существенный вклад в развитие представлений о механизмах лазерного зажигания конденсированных ВВ при воздействии лазерным импульсным излучением в области прозрачности матрицы вещества и в области собственного поглощения, и как следствие, вклад в развитие тепловой очаговой теории зажигания ЭМ.

Практическая ценность. Полученные результаты моделирования можно использовать для определения основных характеристик взрыва конденсированных веществ (температуры, формы очага, энергетических порогов и кинетических характеристик зажигания) при прогнозировании их поведения в различных штатных ситуациях, а также при проведении

экспериментальных исследований, направленных на управление чувствительностью инициирующих и бризантных ВВ.

Личный вклад автора: пакет прикладных программ; расчет основных характеристик лазерного импульсного зажигания ЭМ в постановке наиболее близко соответствующей условиям эксперимента; обсуждение результатов моделирования; постановка и обсуждение экспериментов по инициированию тэна и сопоставление расчетных и экспериментальных результатов.

Апробация работы: III Всероссийская конференция молодых ученых «Фундаментальные проблемы новых технологий в 3-м тысячелетии» (г. Томск, 2006 г.); XII и XV Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технология» (г. Томск, 2006 г. и 2009 г.); X Международная конференция «Физико-химические процессы в неорганических материалах» (г. Кемерово, 2007 г.); VI Международная научная конференция «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах» (г. Томск, 2008 г.); XIV симпозиум по горению и взрыву (г. Черноголовка, 2008 г.); XIV Международная конференция «Радиационная физика и химия неорганических материалов» (Казахстан, г. Астана, 2009 г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 12 работ, в том числе 2 статьи опубликованы в российских научных журналах из списка ВАК.

Материалы диссертации вошли в отчеты по проектам: грант РФФИ № 08-08-00153а, госконтракт «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы», контракт между Комиссариатом по атомной энергии Франции и НИ ТПУ.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из списка обозначений и сокращений, введения, четырех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы из 115 наименований. Работа изложена на 124 страницах, включает 10 таблиц и 34 рисунка.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность и практическая значимость проведенного в работе исследования, сформулирована цель работы, описана структура диссертации.

В первой главе приведены основные экспериментальные результаты и модельные представления по лазерному зажиганию конденсированных инициирующих и бризантных ВВ. Представлен сопоставительный анализ основных модельных представлений, где в качестве рабочей гипотезы выбрана тепловая микроочаговая модель процесса лазерного зажигания прозрачных конденсированных ВВ, на основе которой проводилось моделирование в данной работе.

Вторая глава. Решение задач лазерного зажигания ВВ проведено методом конечных разностей по явной разностной схеме с использованием четырехточечного шаблона. Главным моментом в решении задач по этому методу является выбор шагов дискретизации по времени и координате, которые определяют размер массива расчетных данных и соответственно время вычислений. При исследовании задач на сходимость и устойчивость

установлена зависимость температуры нагрева и энергетического порога зажигания (ЭПЗ) от шага дискретизации по координате (рис. 1).

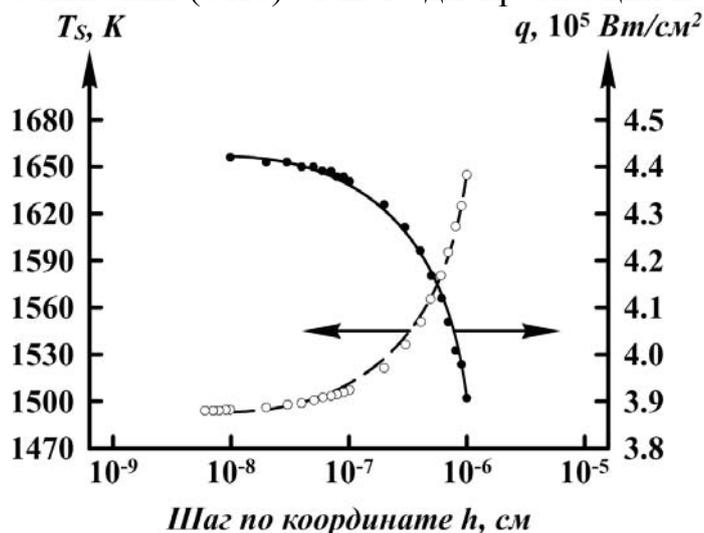


Рис. 1 Влияние шага дискретизации по координате на ЭПЗ и на температуру нагрева частицы, к концу длительности лазерного импульса.

Длительность импульса $\tau_i = 10^{-8}$ с,
радиус поглощающей частицы
 $R_0 = 10^{-5}$ см.

Естественно, что шаг дискретизации для любого явления определяется характерными масштабами процесса. В ходе моделирования было определено, что ширина реально прогретого слоя l_{np} (глубина на которую уходит тепло за время импульса) значительно отличается от основного пространственного масштаба, принятого в теории теплопроводности, $l_{rel} = \sqrt{\alpha\tau_i}$ (где α – температуропроводность, τ_i – длительность импульса) и может выступать в качестве независимой масштабной величины. Как видно из рис. 2, эти пространственные масштабы могут отличаться на порядок величины, поэтому опираться только на релаксационную глубину прогрева l_{rel} при выборе шага дискретизации по координате будет совершенно неверно.

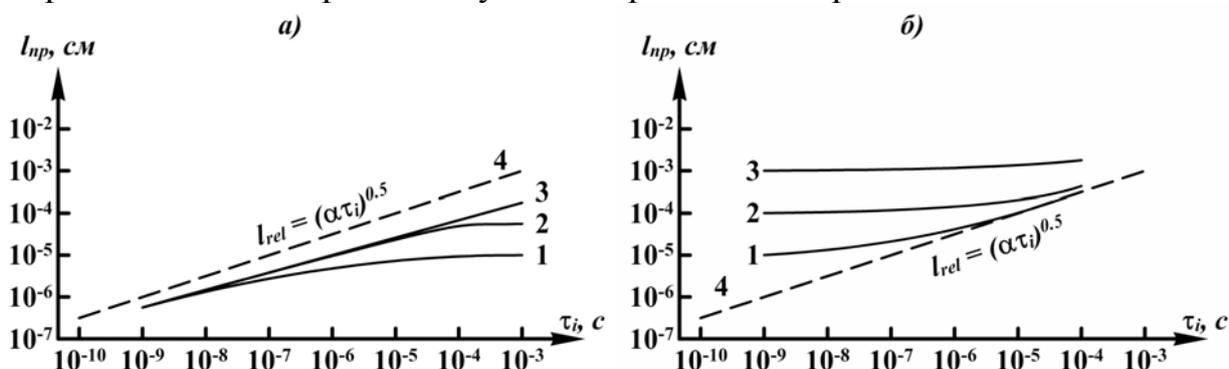


Рис. 2 Расчетные значения глубины прогретого слоя вещества l_{np} к концу длительности ЛИ: а) очаг сферической формы (область прозрачности вещества), размером $R_0 = 10^{-5}$ (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3) см, l_{rel} (4); б) очаг плоской формы (область собственного поглощения вещества), размером $1/\mu = 10^{-5}$ (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3) см, l_{rel} (4).

Полный анализ ситуации показывает, что при моделировании лазерного микроочагового нагрева и зажигания ВВ, шаг дискретизации вычислительного эксперимента определяется следующим минимальным набором характерных пространственно-временных масштабов процесса: размером локальной области выделения тепла; релаксационной глубиной прогрева вещества за время импульса; фактической толщиной прогрева вещества за время импульса; шириной зоны химической реакции; временем химического разложения; характеристическим временем тепловой релаксации; длительностью воздействующего импульса и временем задержки зажигания.

Следующей задачей работы стало определение возможности создания высокотемпературных очагов, способных привести к зажиганию всего объема ВВ (в рамках принятой тепловой микроочаговой модели зажигания ВВ), как в области прозрачности вещества, так и в области собственного поглощения.

Модель формирования высокотемпературного очага в области прозрачности матрицы вещества.

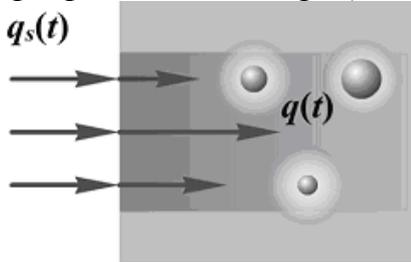


Рис. 3 Модельные представления лазерного нагрева неоднородностей и прогретая область в их окрестности. $q_s(t) = q \cdot F$ – плотность потока излучения, падающего на поверхность ВВ.

Считается [1], что в объеме прозрачного (для падающего излучения) ВВ неизбежно присутствуют локальные поглощающие неоднородности, имеющие более высокий показатель поглощения по сравнению с показателем ВВ (рис. 3). За время действия лазерного импульса (ЛИ) $\tau_i \approx 10^{-8}$ с процессы переноса и перераспределения энергии затруднены, поэтому энергия лазерного излучения локализуется в объеме поглощающих неоднородностей, что приводит к созданию тепловых очагов в их окрестности, способных в дальнейшем развиться в очаг взрывного превращения.

Соответствующая математическая модель нагрева сферического включения и прилегающей окрестности ВВ в сферической системе координат, связанной с центром частицы имеет вид:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha_2 \frac{3 \cdot c_2 \rho_2}{R_0 \cdot c_1 \rho_1} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{3k(R_0) \cdot q \cdot F}{c_1 \rho_1 \cdot 4R_0}, \quad r = R_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \frac{Q \cdot \rho_2}{c_2 \rho_2} \cdot k_0 (1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right), \quad r > R_0 \quad (2)$$

$$T_2(r, 0) = T_1(r, 0) = T_0; \quad T_2(R_0, t) = T_1(R_0, t); \quad \partial T_2(\infty, t) / \partial r = 0. \quad (3)$$

$$q_s(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases} \quad (4)$$

Индекс 1 относится к частице, индекс 2 – к ВВ, T и T_0 – текущая и начальная температура, t – время, r – пространственная координата, $\alpha = \lambda / c\rho$ – температуропроводность, λ – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ – плотность вещества, Q – тепловой эффект реакции, k_0 – предэкспонент, η – глубина превращения (выгорание) вещества, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная, $k(R_0) = \sigma(R_0, \lambda_0, n_0) / \pi R_0^2$ – относительное сечение поглощения на длине волны лазерной генерации λ_0 , n_0 – показатель преломления ВВ, F – коэффициент связи освещенностей в объеме и на поверхности ВВ, зависящий от его структуры: для макрокристаллов $F = 4n_0 / (n_0 + 1)^2 = 0.91$, для идеально прозрачных порошков $F = 16n_0^3 / (n_0 + 1) = 12.5$ [2].

Ограничения и допущения модели: ВВ безгранично и способно к экзотермическим превращениям в конденсированной фазе; частица имеет большую теплопроводность и можно использовать для описания среднюю

температуру частицы; все теплофизические характеристики ВВ и включения в процессе нагрева постоянны; не учитываются потери тепла за счет лучеиспускания, влияние газодинамических процессов и фазовых переходов; считая концентрацию поглощающих включений в объеме ВВ недостаточной для реализации кооперативных эффектов, расчет проведен в приближении существования одиночного очага.

Определено, что температура разогрева поглощающей неоднородности зависит от геометрических размеров частиц и длительности ЛИ (рис. 4). При коротких длительностях эффективно нагреваются частицы малых размеров, а при воздействии длинным импульсом – крупные. Таким образом, каждой длительности импульса соответствует определенный размер включения, который будет нагреваться максимально.

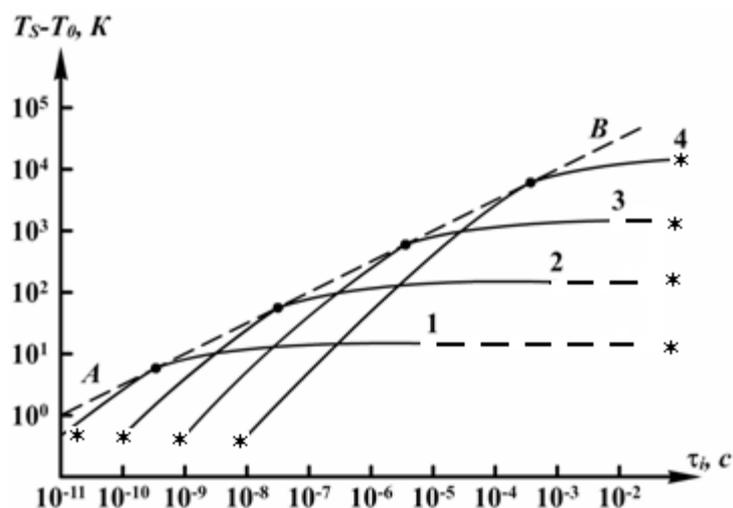


Рис. 4 Зависимость температуры нагрева неоднородностей в азиде свинца к концу длительности ЛИ (в инертной среде).

Плотность мощности 10^5 Вт/см^2 .
Размер включений $R_0 = 10^{-6} \text{ см}$ (1),
 10^{-5} (2), 10^{-4} (3), 10^{-3} (4).

AB – огибающая для семейства температурных кривых.

* - точки, соответствующие аналитическому решению задачи в области асимптотик

Как видно из рис. 4 огибающая *AB* к семейству кривых в точках касания, соответствующих длительности $\tau_i = R_0^2/2\alpha_2$ условно разделяет процесс нагрева на два режима. В приближении адиабатического режима реализуется почти мгновенный нагрев – уход тепла из очага за время действия ЛИ незначителен, ($\tau_i \ll R_0^2/2\alpha_2$). В приближении стационарного режима нагрева ($\tau_i \gg R_0^2/2\alpha_2$) устанавливается температурный профиль в окрестности включения, который, как было определено (рис. 5, а), не зависит от длительности ЛИ. Также установлено, что релаксационная глубина прогрева для данной постановки задачи отличается от общепринятой $\sqrt{\alpha\tau_i}$ в теории теплового взрыва и представляет собой $\sqrt{2\alpha\tau_i}$, что, по-видимому, связано с теплофизическими и геометрическими параметрами задачи.

В условиях широкого спектра включений по размерам для любой заданной длительности τ_i^* существует оптимальный размер включений R_0^* , температура нагрева которого максимальна и может быть вычислена по уравнению огибающей *AB*, которое можно экстраполировать в виде:

$$T_{AB} = T_0 + \frac{q_s \cdot F \cdot \sqrt{\alpha_2 \tau_i^*}}{\lambda_2 \cdot K_1(c_1\rho_1) \cdot K_2(c_2\rho_2)}, \quad \tau_i^* = \frac{(R_0^*)^2}{2\alpha_2},$$

где $K_1(c_1\rho_1)$ и $K_2(c_2\rho_2)$ – безразмерные коэффициенты, учитывающие влияние удельных теплоемкостей частицы и ВВ. Для азиды свинца: $c_1\rho_1 = 1.43$, $c_2\rho_2 = 1.55 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{К}$, $K_1K_2 = 7.4$.

Получены аналитические выражения для оценки температуры поверхности теплопроводящего включения в области асимптотик при инертном прогреве:

$$\tau_i \ll \frac{R_0^2}{2\alpha_2} \Rightarrow T_S = T_0 + \frac{3q_S \cdot F \cdot \tau_i}{4R_0 \cdot c_1 \rho_1} \quad \text{и} \quad \tau_i \gg \frac{R_0^2}{2\alpha_2} \Rightarrow T_S = T_0 + \frac{q_0 \cdot F \cdot R_0}{4\lambda_2}.$$

Численный расчет в области длительностей ЛИ $\tau_i \gg R_0^2/2\alpha_2$, в отличие от работы [1], показал, что температурный профиль в квазистационарном режиме нагрева в окрестности включения в масштабе r/R_0 имеет универсальный вид для всех размеров включений, а толщина прогретого слоя h_{05} , взятая по уровню 0.5 спада температуры, пропорциональна радиусу включения (рис. 5, а).

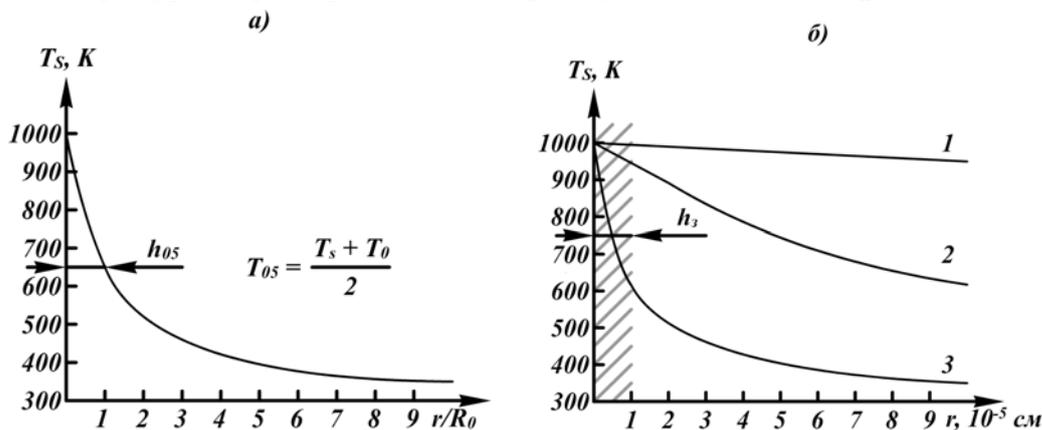


Рис. 5 Установившийся температурный профиль в азиде свинца при прогреве матрицы свинцовой частицей до температуры $T_S = 1000 \text{ K}$ в квазистационарном режиме нагрева: а) универсальный профиль для всех размеров частиц, б) распределение температуры в реальном масштабе для $R_0 = 10^{-3} \text{ см}$ (1), 10^{-4} см (2) и 10^{-5} см (3).

Как видно, в реальном масштабе (рис. 5, б) для $R_0 = 10^{-5} \text{ см}$ ширина зоны химической реакции ($h_3 = 10^{-5} \text{ см}$ для $T_S = 1000 \text{ K}$) практически равна толщине прогретого слоя h_{05} (заштрихованная область), а при $R_0 = 10^{-4}$ и 10^{-3} см она составляет величину $h_{05}/10$ и $h_{05}/100$ соответственно. Таким образом, условия развития химических реакций для частиц разных радиусов существенно отличаются, и к зажиганию приведет нагрев лишь тех частиц, для которых на ширине зоны химических реакций h_3 температура уменьшается не более чем на семеновский интервал ($\Delta T \leq RT^2 / E \approx 55 \hat{E}$ для $T_S = 1000 \text{ K}$).

Модель формирования высокотемпературного очага в области собственного поглощения матрицы вещества.

Приняв, что поглощение излучения происходит на глубине порядка $1/\mu$, можно ожидать, что при больших значениях показателя поглощения μ , создание очагов происходит в тонком приповерхностном слое ВВ (рис. 6).

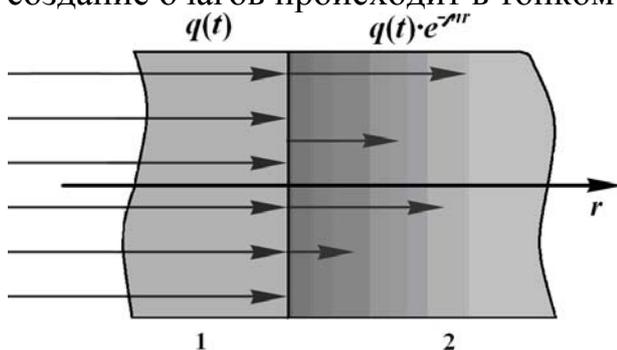


Рис. 6 Модель нагрева двухслойной системы: 1 - прозрачный слой, 2 - поглощающий слой, $q(t)$ – поток, воздействующий на ВВ ($\text{Вт}/\text{см}^2$), μ [см^{-1}] – показатель поглощения ВВ.

В экспериментах по лазерному зажиганию ВВ в области собственного (или фононного) спектра для повышения чувствительности ВВ поверхность покрывают прозрачным диэлектриком. С учетом экспериментальных условий рассматривается нагрев двухслойной системы. Первый слой $-\infty < r < 0$ является прозрачным для излучения (не поглощает), второй слой $0 < r < \infty$ ослабляет воздействующий поток по закону Бугера. В начальный момент времени система имеет однородную начальную температуру T_0 . На границе раздела двух сред имеет место идеальный тепловой и оптический контакт, теплообмен с внешней средой не учитывается. Прогрев системы определяется поглощением световой энергии во втором слое и переносом тепла теплопроводностным механизмом. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2}, \quad -\infty < r < 0, \quad t > 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{q_0(t)\mu}{c_2 \rho_2} e^{-\mu x} + (1-\eta) \frac{Qk_0}{c_2} e^{-E/RT}, \quad (6)$$

$$T_1(r,0) = T_2(r,0) = T_0, \quad T_1(0,t) = T_2(0,t), \quad (7)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0,t)}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0,t)}{\partial r}, \quad \frac{\partial T_1(-\infty,t)}{\partial r} = \frac{\partial T_2(\infty,t)}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

$$q_S(t) = \begin{cases} q_0, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases} \quad (9)$$

T и T_0 – текущая и начальная температура, t – время, r – пространственная координата с началом на границе контакта слоев, λ – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ – плотность вещества, α – температуропроводность, Q – тепловой эффект реакции, k_0 – предэкспонент, η – глубина превращения (выгорание) вещества, E – энергия активации, индексы 1 и 2 отмечают параметры первого и второго слоев. В случае идеально теплоизолирующего первого слоя ($\lambda_1 \rightarrow 0$ и $\alpha_1 \rightarrow 0$) двухслойная система вырождается в однослойную (аналог адиабатической стенки).

Численные расчеты в диапазоне $\mu = 10^2 \dots 10^5 \text{ см}^{-1}$ показывают, что в условиях тепловой изоляции и длительности импульса порядка 10 нс (рис.7, а) выполняется условие $\sqrt{\alpha_2 \tau_i} \ll 1/\mu$ и распределение тепла по глубине слоя практически соответствует распределению Бугера для любых μ .

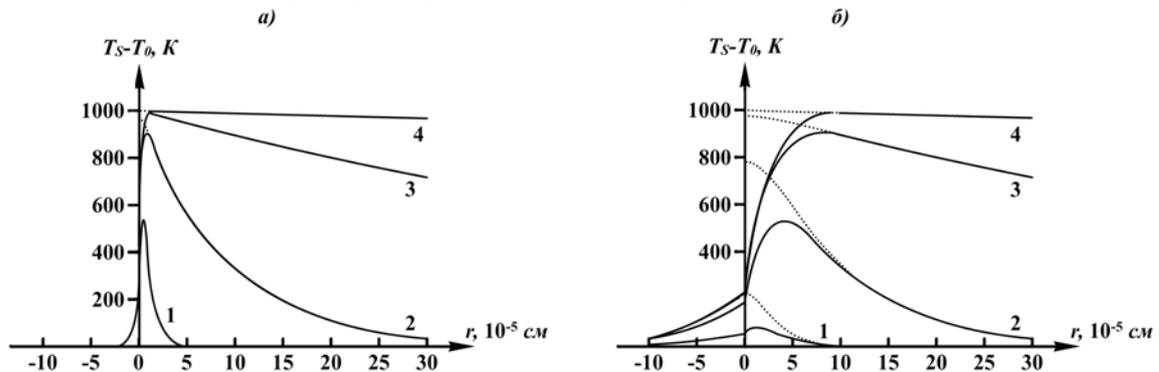


Рис. 7 Температурные профили нагрева двухслойной системы к концу ЛИ:
а) $\tau = 10 \text{ нс}$, б) $\tau = 1 \text{ мкс}$, $\mu [\text{см}^{-1}] = 10^5$ (1); 10^4 (2); 10^3 (3); 10^2 (4), пунктирный профиль – условие тепловой изоляции ($\lambda_1 \rightarrow 0$), сплошной профиль – первый слой теплопроводящий.

При длительности порядка 1 мкс (рис.7, б) выполняется условие $\sqrt{\alpha_2 \tau_i} \gg 1/\mu$ и температурный профиль имеет более сложный вид, поскольку формируется как за счет поглощения излучения, так и за счет теплопроводности слоев. Подложка резко уменьшает температуру на поверхности раздела сред и сдвигает максимум нагрева вглубь поглощающего слоя. С уменьшением показателя поглощения μ и увеличением длительности импульса τ_i сдвиг максимума возрастает пропорционально $\sqrt{\alpha_2 \tau_i}$ (сплошные кривые на рис.7, б).

Для длительности воздействующего импульса $\tau_i \gg 1/\alpha_2 \mu^2$ (или $1/\mu \ll \sqrt{\alpha_2 \tau_i}$) асимптотически определено:

- положение максимума температуры очага x_m :

$$x_m = \frac{1}{\mu} \left\{ \ln(1+k_\varepsilon) + \frac{\ln(1+k_\varepsilon) - k_\varepsilon}{\mu \sqrt{\pi \alpha_2 t}} + \frac{\ln(1+k_\varepsilon) - k_\varepsilon}{2\pi \mu^2 \alpha_2 t} \times [\ln(1+k_\varepsilon) - k_\varepsilon + 2] + O\left(\frac{1}{(\mu \sqrt{\alpha_2 t})^3}\right) \right\} \quad (10)$$

- значение максимума температуры очага T_{max} :

$$T_{max} = T_2(x_m, t) = T_0 + \frac{q_S}{\lambda_2 \mu (1+k_\varepsilon)} \left[2\mu \sqrt{\frac{\alpha_2 t}{\pi}} + k_\varepsilon - 1 - \ln(1+k_\varepsilon) + O\left(\frac{1}{\mu \sqrt{\alpha_2 t}}\right) \right] \quad (11)$$

- температура на границе раздела слоев при $x = 0$:

$$T_1(0, t) = T_2(0, t) = T_0 + \frac{q_S}{\lambda_2 \mu (1+k_\varepsilon)} \left[2\mu \sqrt{\frac{\alpha_2 t}{\pi}} - 1 + \frac{1}{\mu \sqrt{\alpha_2 t}} + O\left(\frac{1}{\mu^2 \alpha_2 t}\right) \right] \quad (12)$$

- разница в температуре на границе раздела сред и в максимуме очага:

$$\Delta T_{max} = \frac{q_S}{\lambda_2 \mu (1+k_\varepsilon)} \left[k_\varepsilon - \ln(1+k_\varepsilon) + O\left(\frac{1}{\mu \sqrt{\alpha_2 t}}\right) \right] \quad (13)$$

где $k_\varepsilon = \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda_2 c_2 \rho_2} \approx 3$ - отношение тепловых активностей подложки (кварц) и ВВ (азид свинца).

Показана возможность создания высокотемпературного очага в приповерхностном слое ВВ (рис. 8).

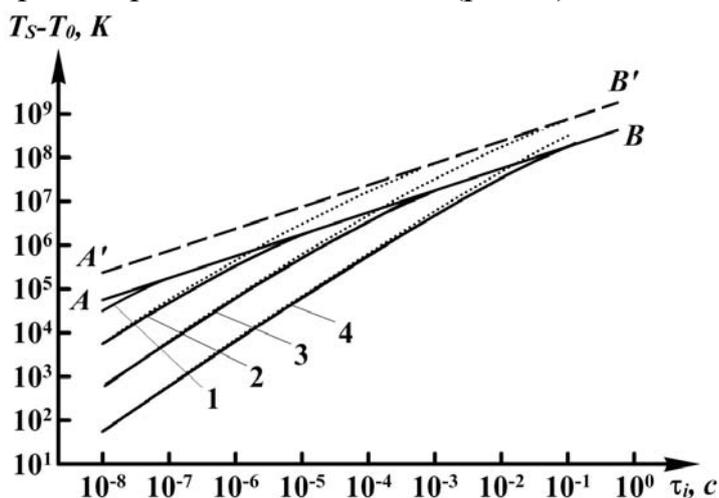


Рис. 8 Максимальный нагрев очага к концу длительности ЛИ в условиях теплоизолирующего (пунктирные линии) и теплопроводящего первого слоя (сплошные линии).

$$q_S = 10^7 \text{ Вт/см}^2$$

$$1/\mu [\text{см}] = 10^{-5} (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3), 10^{-2} (4).$$

В адиабатическом режиме нагрева T_{max} пропорциональна μ и не зависит от k_ε . При увеличении длительности лазерного воздействия ($\tau_i \rightarrow \infty$) T_{max} не зависит от μ и обратно пропорциональна $(1+k_\varepsilon)$.

При теплоизолирующем первом слое ($k_\varepsilon \rightarrow 0$) расчетные кривые с увеличением длительности ЛИ приближаются к линии асимптоты $A'B'$. В

случае теплопроводящего первого слоя, понижение температуры в максимуме нагрева связано с оттоком тепла с границы раздела сред, который пропорционален отношению тепловых активностей контактирующих слоев k_ε . При $\mu \rightarrow \infty$ расчетные кривые (сплошные линии на рис. 8) совпадают с линией AB , которая экстраполирована в виде:

$$T_{AB} = \frac{q_S \cdot 2\sqrt{\alpha_2 \tau_i}}{\lambda_2 \sqrt{\pi}(1+k_\varepsilon)},$$

что согласуется с асимптотическим выражением для определения максимальной температуры разогрева очага.

Третья глава посвящена численному моделированию процесса лазерного зажигания инициирующих и бризантных ВВ в области прозрачности матрицы вещества, а также сопоставлению результатов моделирования с экспериментом.

Энергетические пороги и кинетические характеристики процесса зажигания определялись из анализа пространственно-временных температурных профилей. На рис. 9 приведены типичные распределения температурных профилей в различные моменты времени для двух режимов лазерного воздействия – «короткого» $\tau_i = 10$ нс и «длинного» $\tau_i = 100$ мкс.

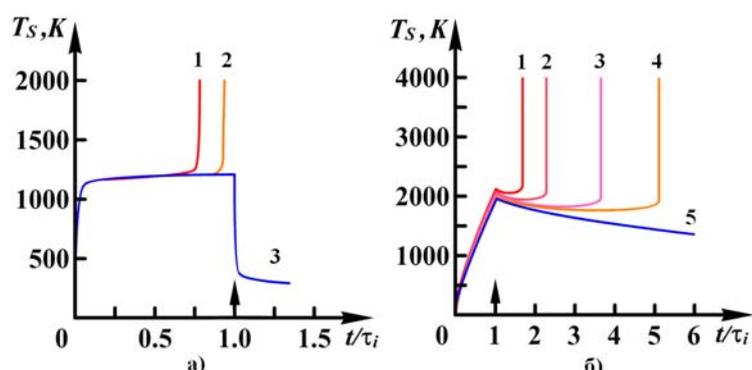


Рис.9 Динамика процесса разогрева поглощающих включений различных R_0 и прогретая область в их окрестности для азида свинца.

Стрелки - момент окончания ЛИ.

- а) $R_0 = 10^{-5}$ см, $\tau_i = 0.1$ мс,
 $q \times 10^5 = 6.16(1); 6.14(2); 6.12(3)$ Вт/см².
 б) $R_0 = 10^{-5}$ см, $\tau_i = 1$ нс, $q \times 10^7 = 4.4(1);$
 $4.28(2); 4.2(3); 4.18(4); 4.08(5)$ Вт/см².

Анализ результатов расчета в приближении реакции нулевого порядка (выгорание вещества не учитывается) показывает, что с уменьшением плотности воздействующего потока q [Вт/см²] задержка зажигания увеличивается.

В области «длинных» импульсов определение ЭПЗ и индукционного периода не вызывает трудностей. В области «коротких» - выбор неоднозначен. В этом случае за пороговую величину плотности потока q принималось то значение, где малому его изменению соответствует большое изменение индукционного периода τ_{ind} , т.е.

$$\frac{\Delta q}{q} \Big/ \frac{\Delta \tau}{\tau_{ind}} \ll 1.$$

Пространственно-временные температурные профили для реакции первого порядка (с учетом выгорания вещества) приведены на рис. 10 для двух характерных режимов зажигания.

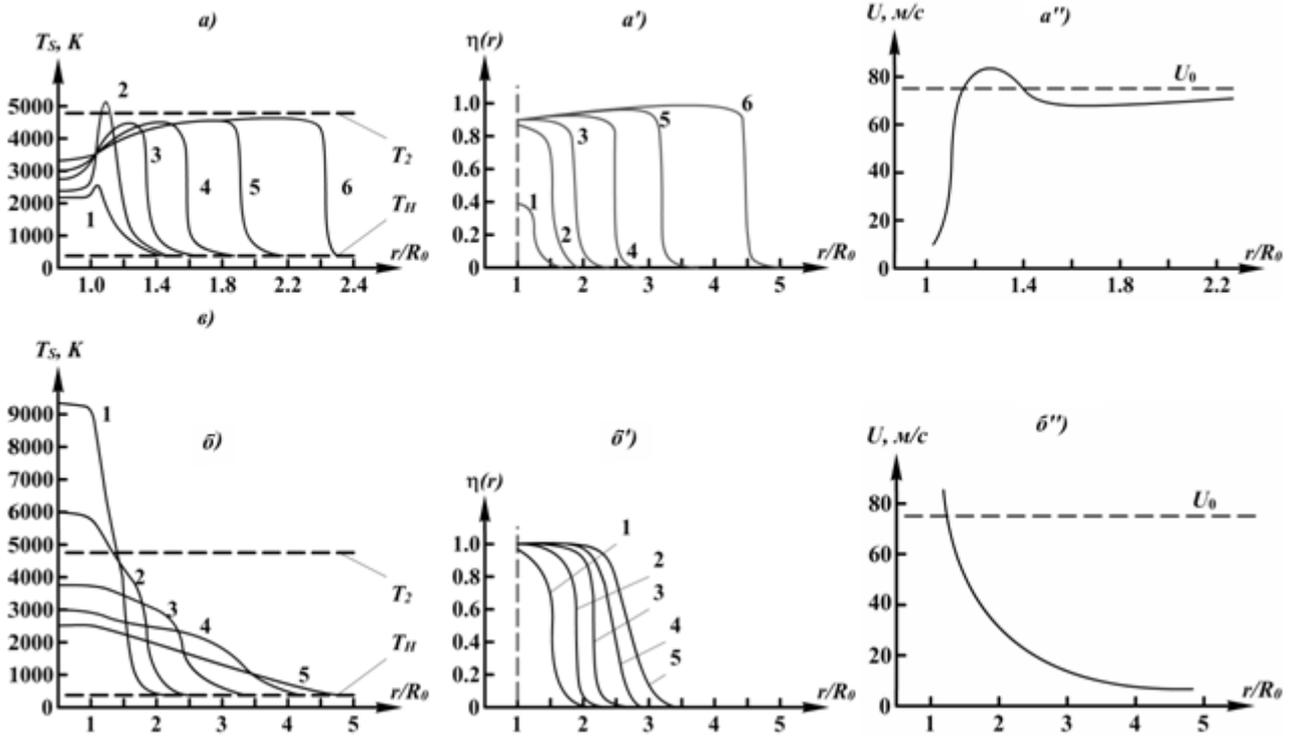


Рис. 10 Пространственно-временное распределение температуры $T(r)$, глубины превращения $\eta(r)$ и скорости фронта разложения $U(r)$ в окрестности сферического включения радиуса R_0 в различные моменты времени t .

a ; a' ; a'' – индукционный режим зажигания ($R_0 = 10^{-5}$ см; $\tau_i = 10^{-9}$ с; $q_{кр} = 5 \cdot 10^7$ Вт/см²). $t/\tau_i = 1,0(1)$; $1,3(2)$; $1,5(3)$; $1,8(4)$; $2,2(5)$; $3,0(6)$. Зажигание произошло.

$б$; $б'$; $б''$ – режим сжигания вещества ($R_0 = 8 \cdot 10^{-7}$ см; $\tau_i = 10^{-11}$ с; $q_{кр} = 2,3 \cdot 10^9$ Вт/см²). $t/\tau_i = 1,0(1)$; $5,0(2)$; $10,0(3)$; $40,0(4)$; $60,0(5)$. Зажигание не произошло.

Из рис. 10, а видно, что зажигание матрицы произошло, поскольку температура $T(r)$ на фронте волны горения в момент времени $t = 3\tau_i$ достигла максимально возможной температуры горения $T_{\bar{a}} = T_H + Q/c_2 \approx 4700 \text{ K}$ (для азида свинца), степень выгорания вещества $\eta(r)$ достигла 1, а скорость фронта $U(r)$ стала близкой к теоретической для стационарной волны горения:

$$U_0^2 = 1.1 \alpha_2 \frac{C_2}{Q} \frac{RT_m^2}{E} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right).$$

Для данного режима зажигания характерно то, что температура очага в момент окончания ЛИ $t/\tau_i = 1$ (кр. 1, рис. 10, а) значительно ниже температуры горения T_2 , а выгорание мало. Таким образом, процесс развивается в индукционном режиме.

На рис. 10, б представлен режим сжигания ВВ. Начальная температура очага ($t/\tau_i = 1$) составляет более 9400 К и вдвое превосходит T_2 , а выгорание составляет 1. Со временем температура $T(r)$ на фронте волны падает и скорость разложения уменьшается, что соответствует затуханию очага. Таким образом, температура очага не определяет критерий зажигания. Более подробный анализ показывает, что возможность зажигания в рассмотренной области длительностей определяется запасом тепла в очаге в момент окончания ЛИ. Этот вывод является исключительно важным для теории очагового зажигания в целом и для лазерного зажигания в частности.

Поскольку учет выгорания вещества приводит к более сложной оценке индукционного периода, то наряду с полученным критерием зажигания для реакции нулевого порядка в качестве основных критериев зажигания вещества в различных ситуациях, в основном определяющихся размером включения, принимались: условия установления стационарного фронта горения со скоростью близкой к U_0 , резкое возрастание температуры в окрестности включения после окончания ЛИ или монотонное возрастание скорости разложения вещества в границах очага.

С учетом результатов анализа основных критериев зажигания проведены расчеты энергетических порогов и задержек зажигания азида свинца в условиях нагрева свинцовых сферических включений в диапазоне размеров от 10^{-6} до 10^{-2} см. Для простоты анализа принято, что при всех размерах включений R_0 сечение поглощения равно геометрическому. Результаты расчета ЭПЗ и запаса тепла в очаге нагрева приведены на рис. 11.

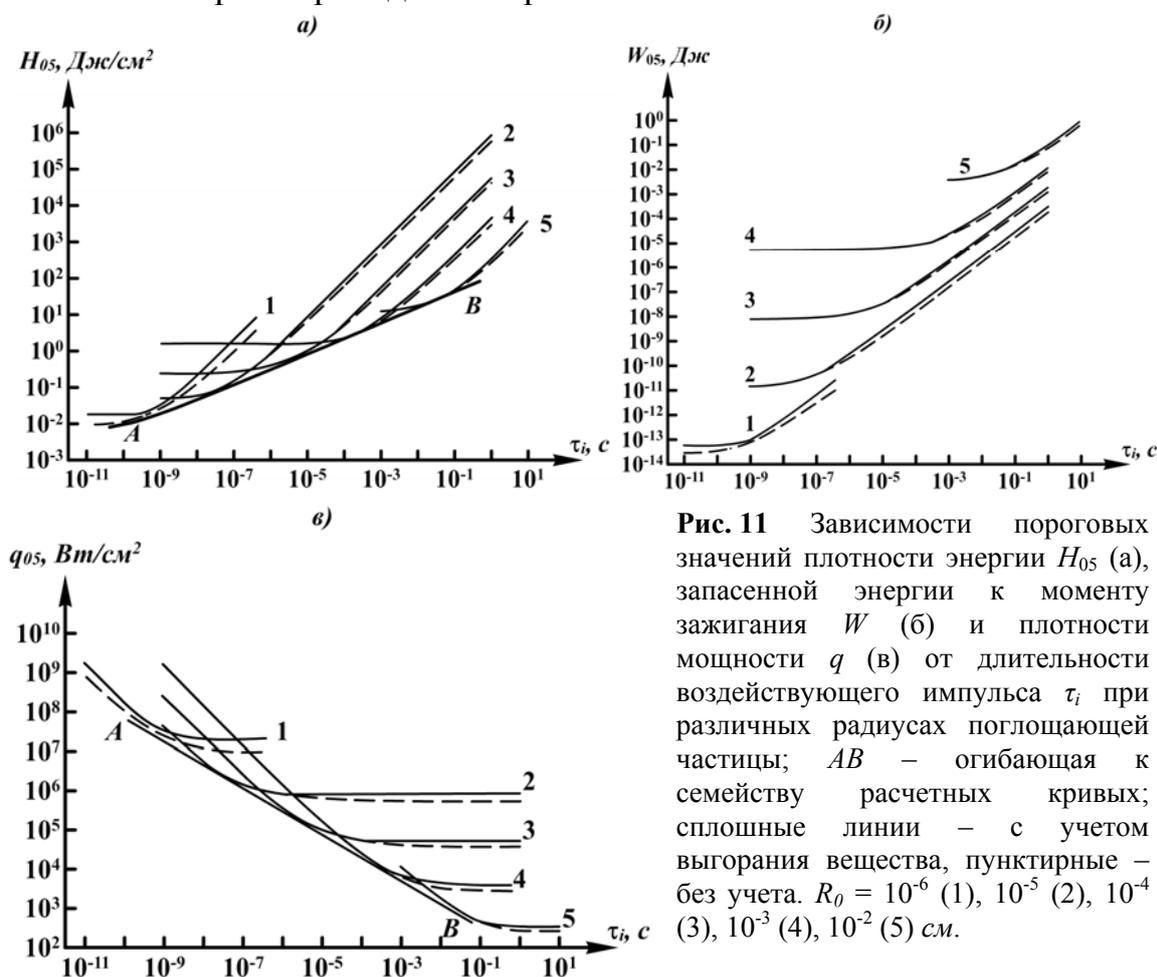


Рис. 11 Зависимости пороговых значений плотности энергии H_{05} (а), запасенной энергии к моменту зажигания W (б) и плотности мощности q (в) от длительности воздействующего импульса τ_i при различных радиусах поглощающей частицы; AB – огибающая к семейству расчетных кривых; сплошные линии – с учетом выгорания вещества, пунктирные – без учета. $R_0 = 10^{-6}$ (1), 10^{-5} (2), 10^{-4} (3), 10^{-3} (4), 10^{-2} (5) см.

Если допустить, что в ВВ имеются поглощающие включения только одного какого-либо размера, то выявляется два ярко выраженных критерия зажигания (рис. 11). В адиабатическом режиме нагрева – достижение определенной величины плотности энергии, подводимой к частице. При этом пороговая плотность энергии определяет критический запас тепла в частице. В квазистационарном режиме нагрева – достижение определенной величины плотности мощности потока, падающего на поверхность частицы, которая определяет достигаемую температуру частицы.

При наличии в ВВ ансамбля частиц различных размеров в адиабатических условиях нагрева ($\tau_i \ll t_{rel}$) критический запас тепла для каждого размера R_0 имеет различные значения и возрастает с увеличением R_0 пропорционально R_0^3 , т.е. чем меньше частица, тем меньше запас тепла, необходимый для зажигания. При больших длительностях ЛИ ($\tau_i \gg t_{rel}$) критический запас тепла пропорционален R_0 . Таким образом, общих критериев, определяющих возможность зажигания прозрачного ВВ при наличии ансамбля поглощающих частиц разных размеров, в строгом смысле не просматривается.

Принимая во внимание характер отклика ВВ на воздействие возбуждающего импульса, основанного на выборке при каждом фиксированном значении τ_i наиболее опасных размеров частиц из всего имеющегося в наличии в объеме ВВ их спектра, эксперимент должен соответствовать огибающей семейства рассматриваемых кривых AB (рис. 11, а, в), описываемой для азида свинца приближенными выражениями:

$$H = c\tau_i^{0.4} \text{ и } q = c/\tau_i^{0.6} \text{ (где } c \text{ – некая константа),}$$

т.е. с уменьшением τ_i критическая плотность энергии H неограниченно уменьшается, а при увеличении τ_i неограниченно уменьшается критическая плотность потока q . В то же время экспериментальные значения этих величин стремятся к некоторым минимальным величинам ($\tau_i \rightarrow 0$) и $q\tau_i \rightarrow \infty$), т.е. существование критериев зажигания в области коротких и длинных импульсов экспериментально подтверждается (рис. 12, кр.3, 3'). Это позволяет предположить, что в исследуемых ВВ спектр размеров частиц ограничен.

Численное моделирование показывает, что задержка зажигания практически не зависит от длительности ЛИ. С увеличением размера включения R_0 время индукционного периода возрастает как:

$$\tau_i \approx c \cdot R_0, \text{ где } c \approx 10^{-3} [c/cm].$$

Эксперимент. Анализ существующих экспериментальных данных указывает на то, что для проверки адекватности модельных представлений необходимы дополнительные эксперименты. К ним, прежде всего, относятся исследования зависимости ЭПЗ макрокристаллов от длительности ЛИ, а также ЭПЗ прессованных порошков АТМ и тэна в области прозрачности и в области собственного поглощения в условиях инициирования с закрытой поверхности с большим давлением прижатия. Такие эксперименты ранее не проводились.

В данной работе исследования в области коротких импульсов проводились на лазерном стенде, описанном в работе [5]. В области длинных импульсов использовался стенд на базе неодимового лазера (1064 нм, 15...4000 мкс). Навески порошков АТМ и тэна массой 10 мг, а также макрокристаллы размером 2*2*0.5 мм помещались в сборку диаметром 3 мм, прижимались к входному окну (кварцевый блок, 10 мм) с давлением прижатия до $5 \cdot 10^8$ Н/м² и облучались лазерным пучком диаметром 1 мм.

Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными при воздействии излучением в области прозрачности матрицы ВВ

АТМ – инициирование с открытой поверхностью образца. На рис. 12 представлено сравнение пороговых плотностей энергии ЛИ для АТМ,

полученных численно и экспериментально. Сплошные кривые 1, 1' - расчетные зависимости критической плотности энергии H и плотности мощности q инициирования от длительности ЛИ при нагреве частицы размером $R_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см. Пунктирные кривые 2, 2' - расчет H и q для частиц с неограниченно широким спектром размеров R_0 (огibaющая AB). Кривые 3, 3' - экспериментальные зависимости H_{05} и q_{05} , полученные из данных [1, 6] для прессованных порошков азида свинца с пересчетом на увеличение освещенности в объеме образца $F = 12$ [2]. $H_{05}^* = H_{05} \cdot F$, где H_{05} - экспериментальные значения пороговой плотности энергии на поверхности образца. Экспериментальные точки H_{05} (a, c, d, e) для пластинчатых макрокристаллов азида серебра с пересчетом на уменьшение освещенности в объеме образца $F = 0.95$ - результаты измерений, проведенных в рамках настоящей работы. Точка b - данные работы [4].

В области длительностей порядка $10^{-9} - 10^{-6}$ с совпадение расчета с экспериментом наилучшее. В области длительностей больших, чем 10^{-6} с экспериментальные зависимости и точки для ЭПЗ лежат значительно ниже расчетных как для значений плотности энергии H (кривые 1 и 3), так и для значений плотностей потока q (кривые 1' и 3'). В то же время они находятся выше огibaющих к семейству расчетных кривых для широкого спектра размеров включений. Это исключает роль включений с размерами большими, чем $2 \cdot 10^{-5}$ см в процессе зажигания. Возможно, это различие связано с влиянием соседства частиц, т.е. с концентрацией включений.

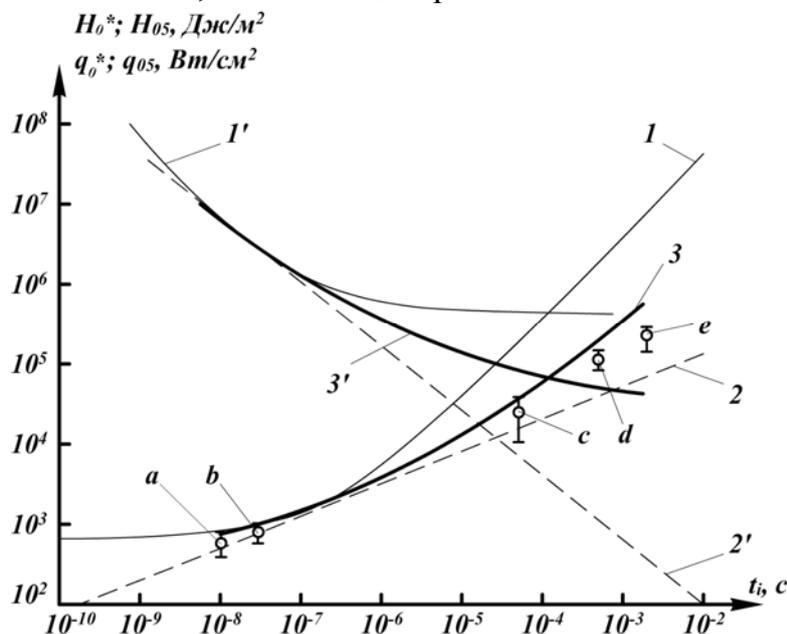


Рис. 12 Сопоставление расчетных зависимостей ЭПЗ с экспериментальными.

АТМ – инициирование с закрытой поверхностью образца. Роль прозрачного диэлектрика в качестве прикрытия поверхности образца заключается в блокировании разлета продуктов реакции через свободную поверхность. При достаточно однородной освещенности ВВ запас тепла в очагах и их иницирующая способность примерно одинакова. Поэтому прикрытия поверхности приводит к увеличению количества реакционноспособных очагов (за счет тех, что находятся вблизи поверхности ВВ) при сохранении их концентрации. Согласно развиваемой модели зажигание возможно из одного

отдельного очага, поскольку интегральные характеристики процесса определяются не количеством очагов, а только их концентрацией. Исходя из этого можно утверждать, что в области прозрачности закрытие поверхности не должно существенным образом сказываться на величину энергетических порогов зажигания АТМ.

Для проверки данного предположения были измерены ЭПЗ азидов свинца и серебра в условиях прижатия облучаемой поверхности кварцевой пластиной с давлением прижатия $5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ при длительности ЛИ 10 нс на длинах волн, соответствующих области прозрачности АТМ (первая и вторая гармоники YAG-Nd лазера), размер пучка на поверхности ВВ составлял 2 мм (таблица 1).

В среднем, по циклу измерений, ЭПЗ различаются незначительно. Отсюда следует, что тепловая микроочаговая модель без каких-либо существенных изменений может быть использована для численных расчетов ЭПЗ в условиях закрытой мишени для макрокристаллов и прессованных порошков.

Таблица 1 Экспериментальные значения пороговая плотность энергии H_{05} , мДж/см²
ПК – пластинчатые кристаллы, ПП – прессованный порошок

Образец	$\lambda_0 = 1064 \text{ нм}$		$\lambda_0 = 532 \text{ нм}$	
	Откр.	Закр.	Откр.	Закр.
ПК AgN ₃	52.0±4.0	20.0±3.0	16.0±5.0	9.5±3.0
ПП AgN ₃	8.0±1.4	6.0±1.0	4.0±1.0	3.5±1.0
ПП Pb(N ₃) ₂	12.0±1.2	11.0±1.2	7.0±1.0	4.0±0.8

ТЭН – иницирование с открытой поверхности образца. Особенность лазерного иницирования вторичных ВВ с открытой поверхности в области прозрачности матрицы вещества в том, что в прессованных порошках и кристаллах практически невозможно иницировать взрывное разложение с переходом в режим детонации. Вероятнее всего, что реакция взрывного разложения тэна, как и многих других бризантных ВВ, происходит в газовой фазе, поэтому перед взрывным разложением существует стадия газификации. На этой стадии реализуется достаточно мощная газодинамическая разгрузка через свободную поверхность образца. Развиваемая тепловая микроочаговая модель твердофазного приближения в принципе не может учесть газодинамическую разгрузку в процессе создания и развития очага за время лазерного воздействия и индукционного периода. По этой причине вопрос численного моделирования зажигания тэна и сопоставление с экспериментом с открытой поверхности образца остается открытым.

ТЭН – иницирование с закрытой поверхности образца. Одной из причин низкопорогового зажигания бризантных ВВ может быть разогрев оптических неоднородностей, поглощающих ЛИ (структурные дефекты, химические примеси, инородные микровключения). Такие представления находят экспериментальное подтверждение: добавки ультрадисперсной сажи в порошки тэна [3] увеличивают чувствительность состава, размещенного в жесткую сборку с объемным сжатием $\sim 1.5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, до 5-и раз. Тем не менее, в области высоких давлений прижатия ситуация не совсем ясна, поскольку по [7] порог срабатывания тэна становится сравним с порогом зажигания АТМ (10 мДж/см^2 , 15 кбар). По-видимому, прямой перенос очаговой модели зажигания АТМ на зажигание бризантных ВВ даже в условиях закрытой поверхности не обоснован и требует

внимательного рассмотрения в экспериментальном и теоретическом плане.

Проведенные нами предварительные опыты по зависимости ЭПЗ тэна от длительности лазерного импульса показали, что характеристическое время тепловой релаксации процесса составляет $\tau_{хар} \approx 10^{-3}$ с. Это говорит о том, что инициирование тэна (основная реакция взрывного разложения) происходит из объема с характерным размером $\sqrt{a_2 \tau_i} \approx 10^{-3}$ см, что на 2 порядка больше начального очага R_0 . Это указывает на некоторые процессы усреднения энергии химической реакции по освещенному объему. Таким образом, применительно к тэну тепловая микроочаговая модель должна быть существенно усложнена. Например, возможно разбиение процесса моделирования на этапы: 1) моделирование локализации энергии ЛИ (нагрев неоднородности, микропробой) и разложение ВВ в окрестности очага; 2) усреднение запасенного тепла и нахождение температурного профиля в макроочаге; 3) развитие процесса зажигания из объема макроочага.

В главе 4 рассматривается задача лазерного зажигания конденсированных ВВ в области собственного поглощения (в условиях, максимально приближенных к эксперименту) и проведено сопоставление расчетных данных с экспериментальными результатами в этой области.

АТМ – анализ результатов вычислительного эксперимента. Получена зависимость порога зажигания от длительности ЛИ (рис. 13) для азида свинца в контакте с кварцевым стеклом ($\lambda_1 = 13.6 \cdot 10^{-3}$ Вт/см·К, $\alpha_1 = 6.945 \cdot 10^{-3}$ см²/с) и для случая теплоизолирующего первого слоя ($\lambda_1 \rightarrow 0$ и $\alpha_1 \rightarrow 0$). Последний случай соответствует зажиганию с открытой поверхности ВВ без учета газодинамической разгрузки очага через свободную поверхность.

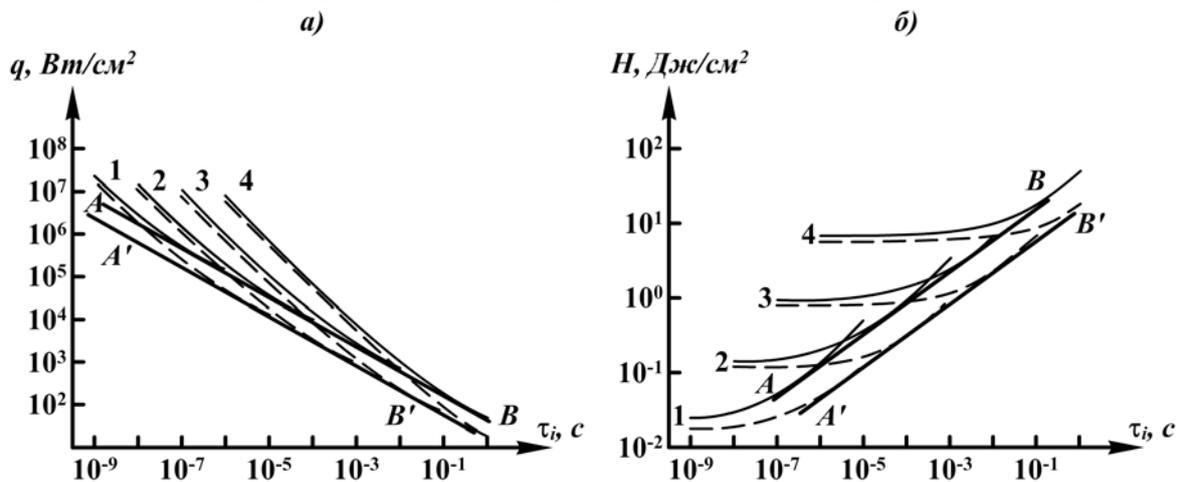


Рис. 13 Пороговые значения плотности мощности (а) и плотности энергии (б) в зависимости от длительности ЛИ для различных μ [см⁻¹] = 10⁵ (1), 10⁴ (2), 10³ (3), 10² (4). АВ – огибающая к семейству расчетных кривых. Пунктирные линии для случая $\alpha_1 \rightarrow 0$, сплошные линии – $\alpha_1 = 6.945 \cdot 10^{-3}$ см²/с

Для каждого значения показателя поглощения μ пороговая плотность энергии H неограниченно увеличивается с увеличением длительности лазерного импульса τ_i . С уменьшением τ_i ЭПЗ уменьшается и при $\tau_i \ll 1/\mu^2 \alpha$ стремится к минимальному значению H_{min} . Таким образом, для конкретного значения μ критерием зажигания при коротких длительностях ЛИ является достижение критического запаса тепла $W_{кр} = H_{05} \cdot \mu$ в единице объема очага. По

отношению к ЛИ критерием является, как и в области прозрачности вещества, достижение критической величины плотности энергии.

При больших длительностях воздействующего импульса ($\tau_i \gg 1/\mu^2\alpha$) можно ожидать, что критерием зажигания является достижение критического уровня температуры плоского очага. Поскольку в этом режиме воздействием температура очага не зависит от показателя поглощения μ и определяется значениями $q_{кр}$ и τ_i . Это означает, что при любом значении μ увеличивая длительность ЛИ можно бесконечно увеличивать температуру очага и, соответственно, бесконечно уменьшать $q_{кр}$. Таким образом, возникает парадоксальная ситуация, при которой зажигание возможно при любом сколь угодно малом световом потоке вне зависимости от показателя поглощения μ ВВ. Ход огибающей AB к семейству кривых (рис. 13) записывается в виде:

$$H^* = ct^{0.4} \quad \text{и} \quad q^* = ct^{-0.6} \quad (\text{где } c - \text{некая константа}).$$

Точки касания огибающей AB к расчетным зависимостям соответствуют длительности ЛИ $\tau_i = 2/\mu^2\alpha$, и эти длительности могут быть приняты за характеристические времена тепловой релаксации из очага t_{rel} .

При длительности воздействующего импульса $\tau_i \ll 1/\mu^2\alpha$ (рис. 13) прикрытие поверхности образца кварцевой пластиной влияет на ЭПЗ незначительно (увеличивает на 10–20 %) при всех значениях показателя поглощения μ . Дело в том, что при $\tau_i \rightarrow 0$ очаг разогрева, способный инициировать ВВ, не успевает разгрузиться, т.к. уход тепла за время действия импульса $\sqrt{a_2\tau_i}$ незначителен и условия зажигания получаются одинаковыми в случае прикрытия поверхности пластиной и без нее. Когда $\tau_i \gg 1/\mu^2\alpha$ влияние на зажигание оказывает большой тепловой отток из очага за время действия импульса, что повышает ЭПЗ при закрытии поверхности кварцевым стеклом примерно в $(1 + k_g/2)$ раз.

АТМ - сопоставление расчетных данных с экспериментом при инициировании с закрытой поверхности показывает в целом хорошее согласие, расхождение составило 10-20%.

Таблица 2 Сопоставление расчетных данных ЭПЗ с экспериментальными для АТМ

Лазер	Объект	$\lambda_0, \text{нм}$	$\mu, \text{см}^{-1}$	$\tau_i, \text{с}$	Эксперимент		Расчет
					$H, \text{мДж/см}^2$		$H, \text{мДж/см}^2$
					Закрыт	Открыт	Закрыт
Nd-лазер	ПП PbN ₆	266	10 ⁵	10 ⁻⁸	10±2	700±200	30
	ПП AgN ₃				10±2	350±100	
	ПК AgN ₃				10±5	1600±350	
	ПК AgN ₃				20±8	1000±300	
Xe-Cl лазер	ПП PbN ₆	308	10 ⁴ - 10 ⁵	2·10 ⁻⁸	200	5000±500	20÷150
CO ₂ лазер	ПП PbN ₆	10 600	10 ³	10 ⁻³	-	2000±500	2500
Лампа-вспышка	ПП PbN ₆	-	10 ³ - 10 ⁵	10 ⁻⁴	-	2000	1000÷2500

ПП – прессованный порошок, ПК – пластинчатый кристалл

Наибольшее расхождение наблюдается на длине волны 266 нм (от 1.5 до 3 раз). Возможно расхождение связано с тем, что в экспериментальных условиях

показатель поглощения μ не определялся и может значительно отличаться от используемого в расчете. Необходимо отметить, что μ может различаться как для азидов свинца и серебра вообще, так и для различной структуры (прессованные порошки, макрокристаллы) в частности.

Тэн – анализ результатов расчета. Решение выполнено для случая прикрытия поверхности ВВ кварцевой пластиной ($\lambda_1 = 13.6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$, $\alpha_1 = 6.945 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$). Расчетные зависимости пороговых значений воздействующих потоков качественно схожи с зависимостями для азида свинца (рис.13), а количественно – превышают на порядок величины. Рассуждения о критериях зажигания будут аналогичны АТМ.

Тэн – сравнение результатов расчета с экспериментом. При переходе в область собственного поглощения можно ожидать значительного увеличения температурных градиентов, более быстрой газодинамической разгрузки очага и ухудшение условий инициирования с открытой поверхности образца. Однако в условиях плотно закрытой поверхности сильное собственное поглощение может оказывать действие, схожее с введением поглощающих примесей при воздействии в области прозрачности, т.е. приводить к повышению чувствительности с увеличением μ . Кроме того, в области собственного поглощения можно ожидать высокого (по сравнению с областью прозрачности) квантового выхода фотохимической реакции, что представляет интерес для трактовки результатов эксперимента с позиций фотохимической природы инициирования.

Осуществить инициирование тэна с открытой поверхности образца не удалось при уровне воздействия до 1 Дж/см^2 (из-за ограниченных возможностей установки). В условиях объемного сжатия при давлениях $5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ реализовано низкороговое инициирование ($H_{05} = 12 \pm 4 \text{ мДж/см}^2$).

Определено, что чувствительность тэна при инициировании на длине волны 266 нм приближается к чувствительности азид свинца (10 мДж/см^2), измеренной в таких же условиях эксперимента. Этот факт дает основание полагать, что чувствительность ВВ различных классов зависит от условий воздействия и при оптимальных условиях является максимальной, т.е. в некотором смысле «абсолютной». При этом вполне возможна ситуация, когда «абсолютная» чувствительность бризантных ВВ может быть выше, чем у инициирующих.

Для выявления механизма зажигания полезно сравнить ЭПЗ прессованных порошков тэна в области прозрачности и в области собственного поглощения по средней объемной поглощенной плотности энергии $\omega_{05} = H_{05} \cdot F \cdot \mu$. Принимая для тэна на длине волны 1064 нм показатель поглощения $\mu \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$ и $F \approx 12$, а на 266 нм – $\mu \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $F \approx 0.95$, получим $\omega_{05} \approx 0.06 \text{ Дж/см}^3$ и $\omega_{05} \approx 1200 \text{ Дж/см}^3$ соответственно. Таким образом, при переходе в область собственного поглощения порог зажигания по параметру ω_{05} приблизительно на 4 порядка повышается. Этот результат дискриминирует фотохимическую природу взрывного разложения, поскольку с ее позиций (с учетом резкого повышения квантового выхода) ситуация должна быть обратной.

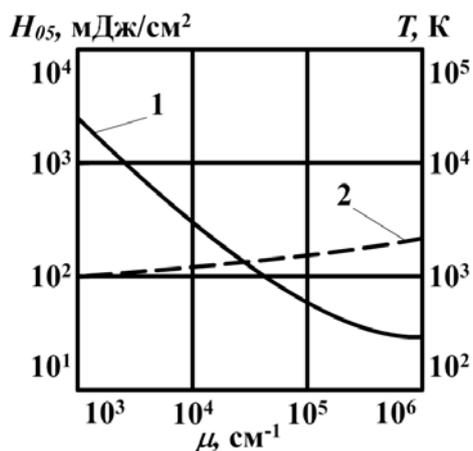


Рис. 14 Расчетная зависимость ЭПЗ (кривая 1) и пороговой температуры (кривая 2) для тэна в зависимости от показателя поглощения при длительности импульса 10 нс

В соответствии с результатами численного эксперимента в твердофазной постановке для тэна (рис. 14) необходимая пороговая плотность энергии в области $\mu = 10^5 \dots 10^6 \text{ см}^{-1}$ составляет около 35 мДж/см^2 , что в 3 раза выше экспериментальных значений. Одной из возможных причин различия является некорректность использования в расчетной модели известных термокинетических характеристик тэна применительно к условиям высоких начальных температур очага и высоких давлений при сильных объемных сжатиях образца.

Основные результаты и выводы:

1. Показано, что образующиеся в матрице ЭМ высокотемпературные тепловые очаги (температура порядка 2000 К), способны привести к взрывному разложению всего ВВ, как в области прозрачности (очаг на поглощающем инертном включении), так и в области собственного поглощения (очаг в приповерхностном слое вещества).

2. По результатам моделирования выявлены основные критерии зажигания, соответствующие адиабатическим и квазистационарным режимам лазерного нагрева очага.

3. Проведены экспериментальные исследования порогов зажигания прессованных порошков азидов свинца и серебра, а также, пластинчатых кристаллов азида серебра при длительности импульса 10 нс (1064 и 532 нм) в условиях открытой и закрытой поверхности образца. Получена зависимость ЭПЗ пластинчатых кристаллов от длительности ЛИ в диапазоне $10^{-8} \dots 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ (1064 нм). Измерены ЭПЗ тэна в области прозрачности (1064 и 532 нм) и в области собственного поглощения (266 нм).

4. Сопоставление результатов численного моделирования с экспериментом свидетельствует о том, что имеющаяся совокупность результатов экспериментальных исследований (в том числе и полученных в настоящей работе) наиболее полно находит объяснение в рамках тепловой микроочаговой модели зажигания ВВ.

- В области прозрачности матрицы вещества тепловая модель достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты по исследованию порогов и кинетики взрывного разложения при лазерном импульсном инициировании АТМ в области коротких импульсов воздействия. В квазистационарном режиме воздействия модель должна учитывать концентрацию поглощающих неоднородностей.

- В области собственного поглощения вещества показано, что при воздействии на открытую поверхность образца реализуется высокопороговое инициирование, а при сильном объемном сжатии – низкопороговое (в общепринятом представлении). В условиях сильного объемного сжатия чувствительность АТМ и тэна к лазерному импульсному воздействию практически одинакова.

5. Развита модельные представления зажигания ЭМ лазерным излучением, соответствующим области прозрачности матрицы вещества; разработаны модели инициирования ЭМ в области собственного (или фононного) поглощения в условиях наиболее полно соответствующих экспериментальным.

Список цитируемой литературы

1. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азид свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва.–1984.Т.20, №6.–С.104-109.
2. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия ВУЗов. Сер. физич. – 1988. – Т. 31, № 10. – С. 23-29.
3. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. – 1989. – Т. 26, № 1. – С. 3-9.
4. Карабанов Ю.Ф., Боболев В.К. Зажигание инициирующих ВВ импульсом лазерного излучения // ДАН СССР. – 1981. – Т. 256, № 5. – С. 1152-1154.
5. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П.. К вопросу о кинетике и механизме взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. - 2006. - Т.42. - № 1, С.106-119.
6. В.В. Медведев, В.П. Ципилев Особенности лазерного инициирования прессованных и насыпных порошков азид свинца / Энергетические конденсированные системы. Черноголовка, 2006. с.252-253
7. Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Сдобнов В.И. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4, - С. 113-119.
8. Карабанов Ю.Ф., Афанасьев Г.Т., Боболев В.К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ // В сб.: Горение конденсированных систем. – Черноголовка, 1977. – С. 5-8

Список публикаций по теме диссертации

1. Морозова Е.Ю., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. Моделирование процесса зажигания азид свинца в результате локализации лазерного излучения на поглощающих неоднородностях // Фундаментальные проблемы новых технологий в 3-м тысячелетии: материалы 3-й Всероссийской конференции молодых ученых. Томск: Изд-во Института ОА СО РАН, 2006, С.670-673
2. Морозова Е.Ю., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. Нагрев и разрушение прозрачных диэлектриков импульсом лазерного излучения // XII Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технология», - Томск: Изд-во ТПУ, 2006, С.387-389

3. Морозова Е.Ю., Ципилев В.П. О критериях зажигания АТМ лазерным импульсом различной длительности // X Международная конференция «Физико-химические процессы в неорганических материалах» / КемГУ. – Т.1. – Кемерово: Кузбассвузиздат, 2007, С. 260-262
4. Морозова Е.Ю., Буркина Р.С., Ципилев В.П. Исследование процесса лазерного зажигания прозрачных взрывчатых веществ в различных режимах нагрева поглощающих включений // Труды VI Международной научной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах». Томск: Изд. ТПУ, 2008, С.945-950
5. Александров Е.И., Зыков И.Ю., Морозова Е.Ю. и др. Исследование взрывного разложения азидов тяжелых металлов при воздействии излучением эксимерного лазера и лазера на углекислом газе // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник материалов конференции. – Томск: ТГУ, 2008, С.37-38
6. Морозова Е.Ю., Ципилев В.П., Буркина Р.С. К вопросу создания тепловых реакционноспособных микроочагов в прозрачных ВВ при облучении лазерным импульсом // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник материалов конференции. – Томск: ТГУ, 2008, С.155-156
7. Буркина Р.С., Морозова Е.Ю., Ципилев В.П. О роли поглощающих включений различных размеров в процессе инициирования АТМ лазерным импульсом // Тезисы докладов XIV симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка: Изд. ИФПМ РАН, 2008, С.232
8. Морозова Е.Ю. Исследование нагрева двухслойных систем импульсным световым потоком // XV Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии» / Сборник трудов. Том 3.–Томск: Изд-во ТПУ, 2009.–С.305–307
9. Морозова Е.Ю. Исследование зажигания ВВ лазерным излучением в области собственного поглощения // XV Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии» / Сборник трудов. Том 3. – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – С.307-309
10. Морозова Е.Ю., Буркина Р.С., Ципилев В.П. Анализ разогрева двухслойной системы импульсом излучения // Известия вузов.Физика.–2009. №8/2.– С.303-306
11. Ципилев В.П., Морозова Е.Ю. Зажигание конденсированного вещества лазерным импульсом в области длин волн собственного поглощения // Известия вузов Физика. – 2009. - №8/2. – С.324-326
12. Ципилев В.П., Морозова Е.Ю. Программный комплекс прикладных программ «Лазерное зажигание конденсированных энергетических материалов в области прозрачности и в области собственного поглощения матрицы вещества» М.: ВНИИЦ, 2010. № 50201000805

Тираж 100 экз.
Отпечатано в ООО «Позитив-НБ»
634050 г. Томск, пр. Ленина 34а