Выводы

1. Предложен метод определения временного положения акустического эхо-импульса с медленно нарастающим фронтом путём выделения огибающей. Получены основные расчетные выражения для его использования.
2. Экспериментально показано, что абсолютная систематическая погрешность при использовании метода снижается более чем в 2 раза в зависимости от длительности переднего фронта эхо-импульса.
3. Метод может быть использован в современных акустических измерительных устройствах без существенных изменений их аппаратной части.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник. В 2 т. Т. 2 / под ред. В.В. Клюева. – М.: Машиностроение, 1976. – 326 с.
2. Горбатов А.А., Рудашевский Г.Е. Акустические методы измерения расстояний и управления. – М.: Энергоиздат, 1981. – 208 с.
3. Солдатов А.И., Чиглинцева Ю.В. Теоретическое и экспериментальное исследование акустического тракта скважинного глубиномера // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 315. – № 4. – С. 85–89.
4. Солдатов А.И., Сорокин П.В., Макаров В.С. Определение временного положения акустического импульса методом аппроксимации огибающей сигнала // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2009. – № 10. – С. 178–184.
5. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. – М.: Наука, 1965. – 780 с.

Поступила 03.06.2010 г.

УДК 535;621.373.826;544.454

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ПОРОШКОВ ТЭНА В УСЛОВИЯХ ОБЪЕМНОГО СЖАТИЯ

В.П. Ципилев, Е.Ю. Морозова, А.С. Скрипин

Томский политехнический университет
E-mail: tsipilev@tpu.ru

Определены энергетические пороги инициирования и исследована кинетика процесса взрывного разложения порошков тетранитрата пентаэритрита, объемносжатых до давления $5 \cdot 10^8$ Н/м², при воздействии импульсом лазерного излучения на длинах волн 1064 нм (область прозрачности) и 266 нм (область собственного поглощения). Реализованы условия низкопорогового инициирования для порошков чистого тэна первой, второй и четвертой гармониках излучения неодимового лазера.

Ключевые слова:
Взрывчатые вещества, лазерное инициирование, энергетические пороги, механизмы инициирования.

Key words:
Explosive materials, laser initiation, energy thresholds, explosion initiation mechanisms

Введение

Попытки инициировать прессованные порошки тетранитрата пентаэритрита (тэна) с открытой поверхности образца импульсами лазерного излучения, соответствующими области прозрачности матрицы, с интенсивностью ниже порога образования мощных ударных волн были безуспешны [1]. Причиной этого с точки зрения [2] является возникновение в приповерхностном рассеивающем слое высоких температурных градиентов, приводящих к быстрой газодинамической разгрузке очага разложения. Для реализации процесса зажигания коротким импульсом (наносекундная область длительностей) используют защитные стекла [2–5]. Согласно [2] их роль должна состоять в том, что наличие стекла затрудняет газоотвод из начального очага разложения, увеличивает давление над поверхностью взрывчатого вещества (ВВ), приводит к росту скорости горения. При достижении давления, большего некоторой критической величины $p_{кр}$ возможен переход в режим конвективного горения с последующим взрывным разложением. Чем выше усилие прижатия стекла к поверхности ВВ, тем меньше пористость и газопроницаемость, тем быстрее достигается $p_{кр}$, тем выше чувствительность ВВ, что и наблюдалось экспериментально в [3].

В [2] показано, что введение поглощающих примесей (наночастицы сажи с характерным размером ~100 нм) повышает концентрацию поглощенной в объеме тэна световой энергии, способствует созданию критического давления при меньших световых потоках. Этот вывод подтвержден в работе [6] при облучении поверхности прессованных порошков тэна, закрытой тонкой (1 мм) стеклянной пластиной (без давления прижатия). В работе с помощью акустического датчика измерялся импульс давления, возникающий в области

воздействия. Показано, что введение в тэн 5 % частиц Ni-C увеличивает амплитуду давления приблизительно в 7 раз при уровнях лазерного воздействия 90 Дж/см^2. Согласно [2], если защитное стекло прижато и обладает достаточной прочностью для удержания требуемого в очаге давления, то введение добавок приводит к снижению порога детонации с 2,3 до 0,46 Дж/см^2, т. е. к повышению чувствительности в 5 раз (смесь тэна дисперсностью 6000 см^2/г и 1 % сажи ПМ 75 при давлении прижатия $1{,}76\cdot10^8$ Н/м^2).

Таковы основные особенности при инициировании в области прозрачности матрицы ВВ по отношению к лазерному излучению. Можно предположить, что эти особенности в полной мере должны проявляться при инициировании в области собственного поглощения, поскольку излучение за счет высокого показателя поглощения μ, локализуется в очень тонком приповерхностном слое $h{\sim}1/\mu$. Кроме того, поглощенная доза в слое распределена по закону Бугера, т. е. в отличие от области прозрачности, где этот закон для порошков не выполняется [7], энерговыделение имеет максимальное значение на поверхности ВВ.

Из сказанного следует, что при переходе в область собственного поглощения можно ожидать значительного увеличения температурных градиентов, более быстрой газодинамической разгрузки очага и ухудшение условий инициирования с открытой поверхности. Однако в условиях плотно закрытой поверхности сильное собственное поглощение может оказывать действие, схожее с введением поглощающих примесей при воздействии в области прозрачности [2], 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 исключительный интерес для трактовки результатов эксперимента с позиций фотохимической природы инициирования. Так, если фотохимическая природа верна, то должно наблюдаться резкое увеличение чувствительности тэна при переходе в область собственного поглощения.

В данной работе с целью проверки высказанных предложений экспериментально исследовано поведение объемно сжатых порошком тэна при воздействии импульсом лазерного излучения в области прозрачности (1064 нм, 532 нм) и области собственного поглощения (266 нм), что соответствует 1-й, 2-й и 4-й гармоникам излучения YAG: Nd-лазера.

Эксперимент

В исследованиях использован лазерный стенд, который является модернизированным вариантом установки, описанной в [8]. Стенд обеспечивает возможность проведения многопараметрических измерений процессов, сопровождающих взрывное разложение. Общая функциональная схема измерений изображена на рис. 1.

В качестве источника излучения использовался импульсный YAG: Nd-лазер, работающий на пяти гармониках со следующими параметрами излучения:

- Длительность импульса:
  τ_i=12 нс (λ_0=1064 нм);
  τ_i=8 нс (λ_0=266 нм);
- Энергия импульса W_0:
  λ_0=1064 нм → до 1500 мДж;
  λ_0=532 нм → до 700 мДж;
  λ_0=355 нм → до 250 мДж;
  λ_0=266 нм → до 170 мДж;
  λ_0=213 нм → до 80 мДж.
- Режим работы: от одиночного импульса до 5 Гц;
- Структура пучка: многомодовая с однородной центральной частью.

Излучение лазера – 1 отщеплялось с помощью кварцевой призмы Дове – 2 (коэффициент отражения для S-поляризации ρ_S=0,1) или интерференционного зеркала – 2′(ρ_S=0,5) и направлялось интерференционным зеркалом – 3 (ρ_S=0,99) на формирующую диафрагму – 4, вырезающую центральную часть пучка. Кварцевый объектив – 5 (исправлен на сферические аберрации) строил уменьшенное изображение диафрагмы на поверхности образца – 6 (увеличение проекционной схемы зависело от расстояния между диафрагмой – 4 и объективом – 5 и менялось от 1,0 до 0,1). Такая схема позволяла формировать на поверхности образца однородный пучок размерами от 1 мм до 10 мкм на λ_0=1064 нм и до 3 мкм на λ_0=266 нм при относительном отверстии используемого объектива, равным 0,25. Достигаемая фокусировка близка к дифракционному пределу, при этом обеспечивается высокий контраст освещенности на краях пучка.

Другим достоинством данной проекционной схемы являлось то, что с помощью ее наблюдалось свечение с передней поверхности образца и только из области воздействия лазерного пучка. Это свечение через объектив – 5 и диафрагму – 4, которая в этом случае являлась пространственным фильтром, поступало через зеркало – 3 и светоделительный кубик – 7 на монохроматоры – 8 и фотодетекторы – 9(1). Это давало возможность наблюдать свечение из зоны лазерного воздействия на двух длинах волн одновременно. Измерения каналом I проводились в области 400...800 нм и были направлены на исследование кинетики свечения взрывного разложения.

Канал наблюдения II представлял проекционную схему, состоящую из кварцевого объектива 11, полевой диафрагмы – 13 и фотодетектора – 9(2). Фильтр – 12, в качестве которого использовался или полосовой светофильтр, или интерференционное зеркало, отражающее одну из гармоник, служил для блокировки лазерного импульса (ЛИ), отраженного от образца. Полосовой фильтр вырезал из спектра свечения область 300...400 нм. С помощью этой схемы наблюдалось свечение из зоны воздействия и за ее пределами. Увеличение оптической схемы менялось в пределах (5,0...0,5). Это позволяло вести па-

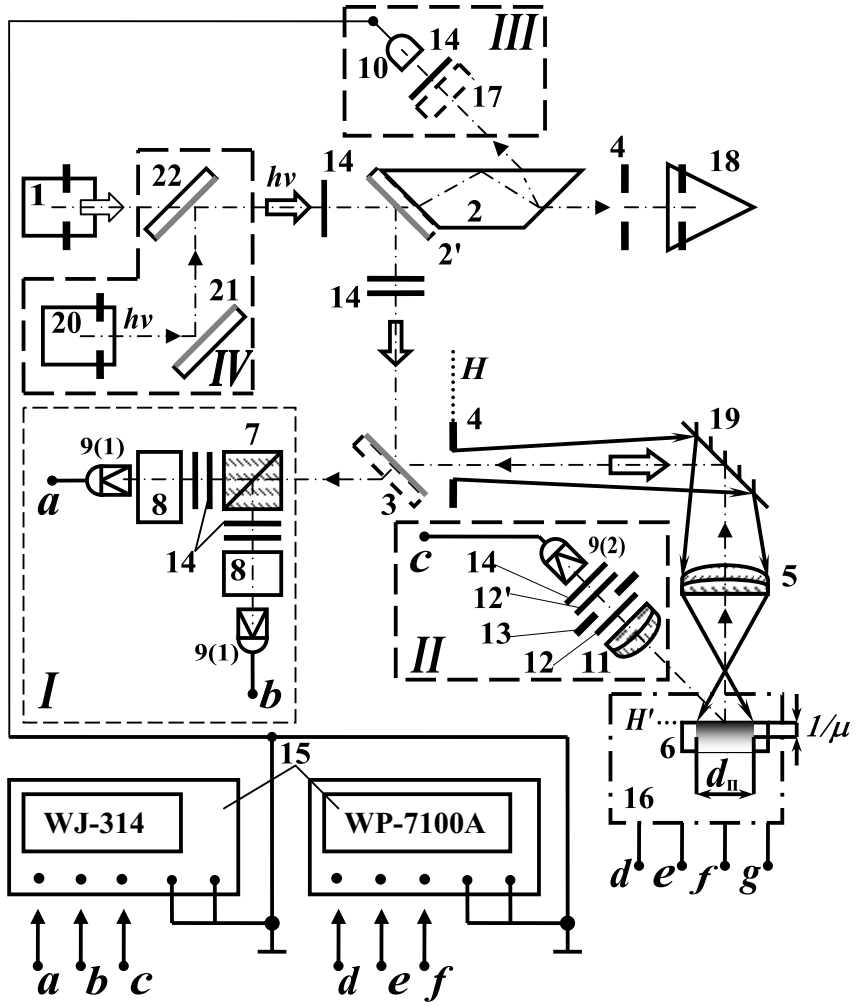


Рис. 1. *Функциональная схема экспериментального стенда: 1) YAG-лазер LQ-929 фирмы «SOLAR LS»; 2) кварцевая призма Дове; 2') сменное интерференционное зеркало для различных гармоник излучения с отражением 50 %; 3) сменное интерференционное зеркало для различных гармоник с отражением 99,9 %; 4) формирующая размер пучка на образце сменная диафрагма (металлическая); 5) кварцевый проекционный объектив; 6) образец ($d_п$ – размер лазерного пучка, $1/\mu$ – глубина проникновения света, см, μ – показатель поглощения, $см^{-1}$); 7) светоделительный стеклянный кубик; 8) монохроматор малогабаритный МУМ; 9) фотодетектор (фотомодуль H5773 фирмы Hamamatsu); 10) фотоэлемент коаксиальный ФК-19; 11) объектив кварцевый проекционный; 12) полосовой светофильтр; 12') фильтр УФС-2; 13) полевая диафрагма; 14) нейтральные светофильтры; 15) цифровые осциллографы WJ-314 (100 МГц) и WP-7100A (1 ГГц) фирмы LeCroy; 16) измерительные сменные ячейки; 17) люминофор (при работе на 3, 4 и 5 гармониках); 18) измеритель энергии калориметрический с открытым входом; 19) металлическое поворотное зеркало; 20) юстировочный полупроводниковый лазер; 21) поворотное зеркало; 22) дихроичное зеркало (сменное) для совмещения лазерного пучка с «пилотным» лучом; a, b, c, d, e – выходы фотодетекторов, f – выход акустического датчика. Каналы: I – регистрирующий зонный; II – панорамного наблюдения; III – запуска развертки осциллографа; IV – совмещения. H, H' – сопряженные плоскости)*

норамный обзор области пространства размером от 1 до 10 мм. Панорамный канал настроен на максимальную чувствительность и в основном предназначен для регистрации порогов возникновения люминесценции, оптического пробоя и других предвзрывных явлений, а также для наблюдения свечения продуктов взрывного разложения при их разлете.

Запуск осциллографов проводился по каналу III. Часть лазерного пучка отражалась от выходной грани призмы Дове и поступала на фотодетектор – 10, в качестве которого использовался вакуумный фотодиод с временным разрешением 0,1 нс. Лазерный импульс изображался на одном из каналов развертки и служил в качестве реперного.

Ослабление световых пучков всех каналов производилось с помощью нейтральных светофильтров – 14. Для выравнивания временных задержек каналов сигналы на фотодетекторы поступали через оптоволоконные жгуты (кабели), а на входы осциллографов – через электрические кабели различной длины. Временное разрешение фотодетекторов составляло ~1 нс, акустического датчика ~5 нс. Временная привязка каналов сигналов всех датчиков, включая датчики измерительных ячеек – 16, сведена к центру тяжести лазерного импульса и была не хуже 10 нс.

Конструкция ячейки (рис. 2) позволяла проводить измерения в двух режимах лазерного воздей-

ствия. В первом режиме облучаемая поверхность образца была открыта, во втором она закрывалась прозрачным диэлектриком и прижималась к поверхности с усилием ($5 \cdot 10^8$ Н/м^2), достаточным для удержания продуктов разложения на начальном этапе развития процесса. Это позволяло исключить газодинамическую разгрузку с поверхности образца, что важно при инициировании в области собственного поглощения, где толщина реагирующего слоя соизмерима с длиной волны излучения и составляет доли микрометра. Образец – 4 располагался в сборке, состоящей из подпятника – 6, матрицы – 5 и жестко прикрепленного к ней кварцевого блока – 3. Сборка устанавливалась на входном окне – 7 (металлический электрод толщиной 3 мм) акустического датчика – 8 на акустический контакт (слой легкого масла) и прижималась к верхней опоре – 2 гидравлического пресса, изготовленной из полиметилметакрилата. Излучение с передней поверхности образца регистрировалось каналами I и II (рис. 2).

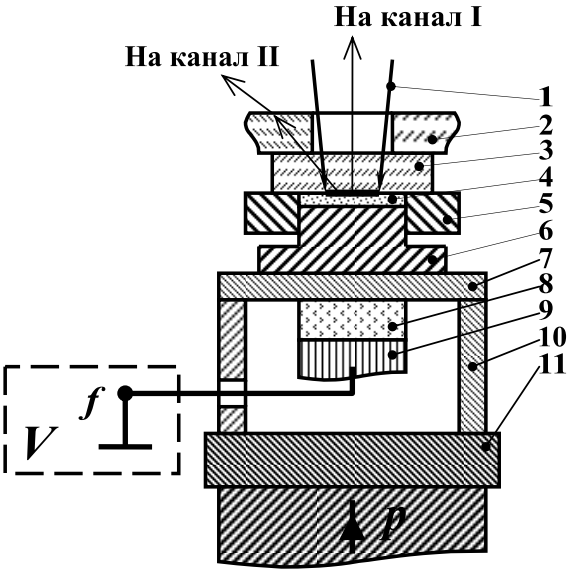


Рис. 2. *Схема ячейки для измерений ЭПИ и кинетических характеристик взрывного разложения: 1) лазерное излучение; 2) опора пресса (полиметилметакрилат); 3) прозрачная для лазерного излучения пластина (стекло/кварц); 4) образец; 5) металлическое кольцо; 6) подпятник; 7) металлическая пластина; 8) пьезоэлемент ЦТС-19; 9) электрод-демпфер (латунь); 10) корпус датчика; 11) поршень пресса. V – канал регистрации акустического отклика; p – давление прижатия*

Сигнал акустического датчика с электрода-демпфера – 9 поступал на канал регистрации V. Настройка и синхронизация каналов проводилась следующим образом. Образец – 4 из схемы удалялся, после чего подпятник 6 прижимался к пластине – 3. Поверхность подпятника облучалась при плотностях ЛИ ~5...10 Дж/см^2, что приводило к ее мгновенному (за время действия ЛИ) взрывному испарению, возникновению интенсивного широкополосного свечения и ударно-волновому сжатию. Таким образом, облучение подпятника в отсутствие образца являлся идеальным методическим приемом для настройки схемы. По данной методике определена акустическая задержка датчика, которая составила 1680 нс.

При переходе от одной гармоники к другой, рис. 1, производилась замена зеркала – 3, а при работе на третьей и четвертой гармониках устанавливались зеркала – 2′. На каждой из гармоник измерялся коэффициент деления пучка с учетом потерь на всех элементах проекционной схемы. Во всех опытах диаметр лазерного пучка на поверхности образцов поддерживался равным 1 мм. Для построения вероятностной кривой инициирования (кривой частости) в каждой серии опытов проводилось не менее 25–30 испытаний. В соответствии с методикой, изложенной в [8, 9], за порог инициирования принималось значение энергии W_{05} или плотности энергии H_{05}, соответствующее точке 50 % вероятности, а вместо доверительного интервала принималась область вероятностного подрыва ΔH, ограниченная касательной к кривой в этой точке.

Порошок тэна дисперсностью 6000 см^2/г помещался в сборку (пресс-форма из инструментальной стали), которая совместно с акустическим датчиком устанавливалась в гидравлический пресс, где навеска (масса 20 мг, диаметр 3 мм, толщина 0,7 мм) поджималась к кварцевому блоку с давлением $5 \cdot 10^8$ Н/м^2. Взрывное свечение регистрировалось с помощью фотомодулей H5773 фирмы Hamamatsu и осциллографа WJ-314 фирмы LeCroy. Временное разрешение регистрирующих трактов было не хуже 5 нс. Индукционный период определялся по задержке вспышки свечения и акустического импульса (с учетом собственной задержки в элементах конструкции датчика).

Облучение поверхности лазерным пучком диаметром 1 мм проводилось через кварцевый блок. Отметим, что при воздействии на открытую поверхность таблетки предварительно прессованной до давления $5 \cdot 10^8$ Н/м^2, инициирование взрыва не происходило вплоть до максимальных уровней лазерного воздействия, достижимых в схеме эксперимента (20 Дж/см^2 на 1-й гармонике). При уровнях, больших 1 Дж/см^2, наблюдался оптический макропробой на поверхности образца с образованием светящегося факела и возникновением характерного звукового «щелчка». При уменьшении уровня лазерного воздействия интенсивность свечения монотонно снижалась до некоторой пороговой величины воздействия, которая для 1-й гармоники составила около 3 мДж/см^2 (рис. 3). На 2-й гармонике порог свечения был на несколько порядков более низким, чем на 1-й гармонике.

Анализ кривых на рис. 3 указывает на то, что на 1-ой гармонике нами возможно обнаружен порог оптического микропробоя, который по нашим измерениям составляет несколько мДж/см^2. На возможность регистрации свечения микропробоев указывает резкая нелинейная зависимость (пропорционально $\sim H^4$) амплитуды свечения от уровня лазерного воздействия и сильный статистический разброс амплитуды свечения в области

слабых воздействий. Наличие микропробоев указывает на возможности создания локальных тепловых микроочагов в объеме тэна при очень низких уровнях лазерного воздействия. Однако вопрос реакционной способности таких очагов остается открытым и может быть разрешен только в результате сопоставления порогов пробоя с энергетическими порогами инициирования взрыва. На 2-й и 4-й гармониках также возможно возникновение оптических пробоев при достаточно низких уровнях лазерного воздействия, однако интенсивное свечение, которое мы связываем с люминесценцией, не дает возможности их исследовать.

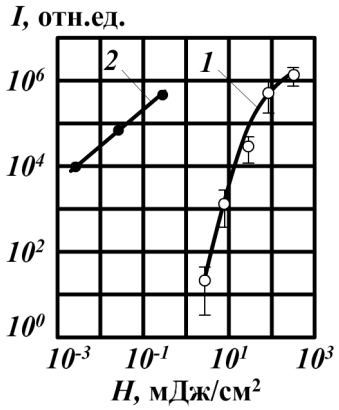


Рис. 3. *Зависимость интенсивности свечения от плотности энергии ЛИ при облучении первой (кривая 1) и второй (кривая 2) гармониками YAG: Nd-лазера*

В условиях объемного сжатия наблюдалось инициирование тэна на всех гармониках излучения с возникновением взрывного свечения, импульса давления и разрушения сборки. Пороги инициирования H_{05} по уровню 50%-й вероятности составили:

- 60±15 мДж/см² – при 1064 нм;
- 55±15 мДж/см² – при 532 нм;
- 12±4 мДж/см² – при 266 нм.

Кинетические характеристики процесса взрывного разложения на пороге инициирования схожи на всех трех гармониках (рис. 4). Длительность индукционного периода составляет от 4 до 8 мкс при длительности вспышки взрывного свечения около 5 мкс.

Обсуждение результатов

Очевидно, что в данных условиях эксперимента реализуется низкопороговый режим инициирования и это соответствует вышеизложенным представлениям. Интересно, что чувствительность тэна при инициировании 4-ой гармоникой приближается к чувствительности азида свинца (10 мДж/см²), измеренной в таких же условиях эксперимента [10]. 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 инициирования полезно сравнить энергетический порог инициирования (ЭПИ) в области прозрачности и в области собственного поглощения по средней объемной поглощенной плотности энергии [11] $\omega_{05}=H_{05}F\mu$, где F – коэффициент, связывающий освещенность поверхности образца с освещением в его объеме. Принимая для тэна на 1-ой гармонике излучения $\mu\approx0{,}1$ см$^{-1}$ [12] и $F\approx12$ [7], а на 4-й гармонике $\mu\approx10^5$ см$^{-1}$ [11] $F\approx0{,}95$, получим $\omega_{05}\approx0{,}06$ Дж/см³ и $\omega_{05}\approx1200$ Дж/см³ соответственно. Индукционный период, длительность импульса свечения, длительность акустического импульса для обоих случаев были примерно одинаковы и находились в диапазоне 5...10 мкс.

Таким образом, при переходе в область собственного поглощения порог инициирования 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 на 4-й гармонике) ситуация должна быть обратной.

Рассмотрим возможность описания результата с позиций тепловой очаговой модели инициирования. Задача зажигания ВВ в области собственного поглощения в условиях закрытой поверхности прозрачным диэлектриком, находящимся в тепловом и оптическом контакте с ВВ, записана и численно решена применительно к азиду свинца в [13]. В по-

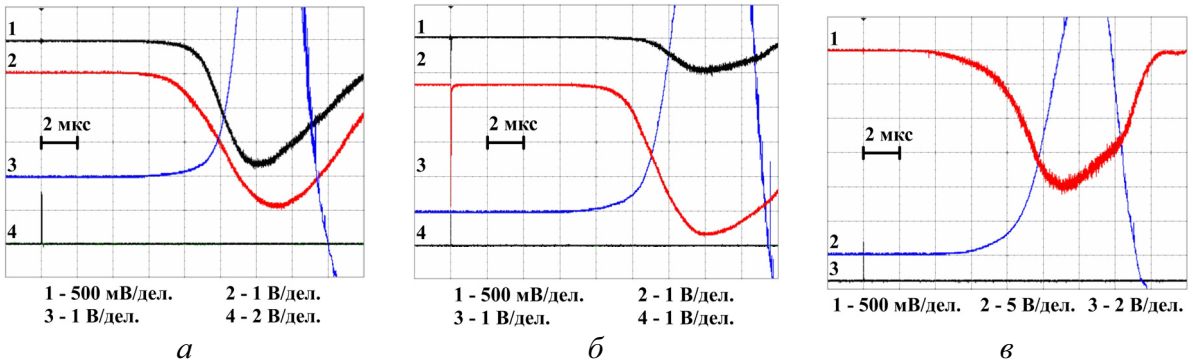


Рис. 4. *Кинетические характеристики процесса лазерного инициирования тэна на длинах волн λ_0=1064 нм (а), 532 нм (б) и 266 нм (в): 1) сигнал свечения взрывного разложения из области, облучаемой пучком; 2) то же при панорамном обзоре; 3) сигнал акустического датчика; 4) положение ЛИ*

становке [13] математически задача зажигания тэна в твердофазном приближении записывается в виде:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad -\infty < x < 0, \quad t > 0, \tag{1}$$

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

$$\text{при} \quad 0 < x < \infty, \ t > 0, \tag{2}$$

$$T_1(x,0) = T_2(x,0) = T_0, \tag{3}$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0,t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0,t)}{\partial x}, \tag{4}$$

$$T_1(0,t) = T_2(0,t), \tag{5}$$

$$\frac{\partial T_1(-\infty,t)}{\partial x} = \frac{\partial T_2(\infty,t)}{\partial x} = 0, \tag{6}$$

$$q(t) = \begin{cases} q_0, & 0 \le t \le \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases}. \tag{7}$$

Здесь T, T_0 – текущая и начальная температуры соответственно, t – время, x – пространственная координата с началом на границе контакта слоев, λ – теплопроводность, c – удельная теплоемкость вещества, ρ – плотность вещества, $\alpha=\lambda/c\rho$ – коэффициент температуропроводности, Q – тепловой эффект реакции, k_0 – предэкспонент, E – энергия активации, η – степень превращения ВВ (выгорание), R – универсальная газовая постоянная, τ – длительность импульса, q_0 – плотность мощности импульса; индексы «1» и «2» отмечают соответственно параметры прозрачного слоя и слоя ВВ.

Для тэна, закрытого кварцевым моноблоком, в приближении твердофазной реакции эту постановку можно считать наиболее близкой к условиям эксперимента. Результаты численного расчета уравнения (1), (2) с граничными и начальными условиями (3)–(7) методом конечных разностей приведены на рис. 5.

В соответствии с результатами численного эксперимента зажигания тэна необходимая пороговая плотность энергии в области $\mu=10^5...10^6$ 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.

В области прозрачности при пороговых уровнях воздействия (H_{05}=60 мДж/см^2, ω_{05}=0,06 Дж/см^3) ни нагрев, ни фотохимическое разложение не способны изменить состояние системы. Для объяснения полученного результата можно привлечь модель образования тепловых микроочагов в объеме ВВ [9] в результате локализации энергии ЛИ на поглощающих неоднородностях, с учетом возможности оптических микропробоев и образованием реакционноспособных очагов. В близкой постановке такая задача решалась для азида свинца [14, 15], где показана возможность адекватного описания результатов эксперимента в рамках тепловой микроочаговой модели. Однако такая модель не может быть использована для тэна без учета процессов усреднения тепла по объему, ограниченному поперечным размером лазерного пучка и глубиной проникновения света в ВВ [2].

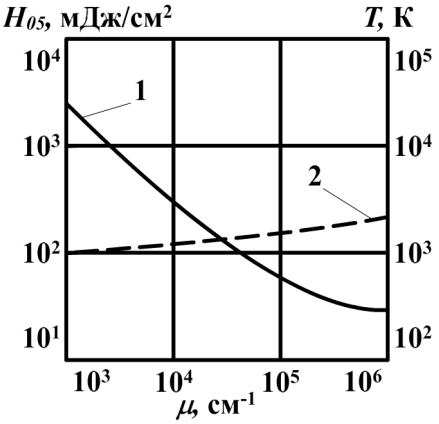


Рис. 5. *Зависимость ЭПИ (кривая 1) и пороговой температуры (кривая 2) для тэна в зависимости от показателя поглощения при длительности ЛИ 10 нс*

Таким образом, предложенные модели лазерного инициирования качественно объясняют поведение тэна, однако не могут претендовать на использование в качестве рабочих гипотез и являются по многим позициям умозрительными, что требует дальнейших исследований и в эксперименте и в постановке расчетных задач. Такая работа нами планируется.

Выводы

1. При лазерном инициировании тетранитрата пентаэритрита с закрытой прозрачной пластиной поверхностью с давлением прижатия $5\cdot10^8$ Н/м^2 имеет место низкопороговое инициирование как в области прозрачности вещества (за счет примесного поглощения), так и собственного поглощения.
2. Переход в низкопороговый режим инициирования при больших давлениях прижатия прозрачной подложки, вероятно, связан с устранением эффективной газодинамической разгрузки очага взрывного разложения.
3. Описание полученных результатов возможно в рамках тепловой микроочаговой модели лазерного инициирования взрывчатых веществ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08-08-00153а и госконтракта № П517 в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013 гг.».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быхало А.И., Жужукало Е.В. и др. Инициирование тэна мощным лазерным излучением // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т. 21. – № 4. – С. 110–119.
2. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. – 1989. – Т. 26. – № 1. – С. 3–9.
3. Карабанов Ю.Ф., Афанасьев Г.Т., Боболев В.К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ // Горение конденсированных систем: сб. статей / Институт химической физики АН СССР; под ред. А.Г. Мержанова. – Черноголовка: ОИХФ, 1977. – С. 5–12.
4. Таржанов В.И., Зинченко А.Д. и др. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32. – № 4. – С. 114–119.
5. Ципилев В.П. Лазерное инициирование тэна // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Тез. докл. VIII Междунар. конф. – Кемерово, 2001. – С. 113–114.
6. Адуев Б.П., Белокуров Г.М. и др. Исследование чувствительности механической смеси тетранитропентаэритрита и наночастиц Ni-C к инициированию взрыва импульсами лазера // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45. – № 1. – С. 68–72.
7. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия вузов. Физика. – 1988. – Т. 52. – № 10. – С. 23–29.
8. 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.
9. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // Физика горения и взрыва. – 1978. – Т. 14. – № 4. – С. 86–91.
10. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Даммам Ж., Малис Д. Инициирование азидов тяжелых металлов лазерным импульсом в УФ-области спектра // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 320–323.
11. Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. К вопросу о предвзрывных явлениях, порогах и критериях инициирования азидов тяжелых металлов внешним импульсом // Энергетические конденсированные системы: Матер. III Всеросс. конф. – Черноголовка, 2006. – С. 77–79.
12. 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.
13. Ципилев В.П., Морозова Е.Ю. Зажигание конденсированного вещества лазерным импульсом в области длин волн собственного поглощения // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 324–326.
14. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. – 1984. – Т. 20. – № 6. – С. 104–109.
15. Александров Е.И., Сидонский О.Б., Ципилев В.П. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды // Физика горения и взрыва. – 1991. – Т. 27. – № 3. – С. 7–12.

Поступила 06.10.2010 г.

УДК 629.1.015.3;535.21.5

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ВОЗДУХА С ПОДВОДОМ ЭНЕРГИИ ОТ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

А.Н. Малов, А.М. Оришич, В.М. Фомин, Д.А. Внучков, Д.Г. Наливайченко, В.Ф. Чиркашенко

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: malex@ltam.nsc.ru

Проведено исследование процессов энергетического управления параметрами сверхзвукового потока воздуха в условиях реального газодинамического обтекания аэродинамической модели. Исследования выполнены с использованием впервые созданного квазистационарного оптического разряда в условиях масштабной аэродинамической установки. Показано, что при взаимодействии теплового следа от зоны оптического разряда с головной ударной волной, генерируемой моделью, наблюдается заметное изменение структуры течения за падающей ударной волной от модели в области взаимодействия ее с тепловым следом, создаваемым оптическим пробоем.

Ключевые слова:
Импульсно-периодический CO_2-лазер, лазер с модуляцией добротности, оптический пробой воздуха, сверхзвуковой поток, ударная волна, звуковой удар.

Key words:
High power repetition rate CO_2-laser, Q-switching laser, supersonic air stream, optical breakdown, shock wave, sonic boom.

Введение

Одна из проблем создания и применения пассажирских сверхзвуковых самолетов второго поколения связана с решением задачи звукового удара. При полете самолета в атмосфере со скоростью, превышающей скорость распространения звука, генерируются возмущения, которые в виде ударных волн (УВ) распространяются в пространстве. За головной УВ в результате наслоения возмущений скачкообразно увеличивается давление, температура и плотность. При удалении от самолета в результате нелинейных эффектов (изменение скорости звука и зависимость скорости распространения возмущений от их амплитуды) возму-