

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА: РЕЖИМ РЕЗОНАНСНОГО ФОТОИНИЦИИРОВАНИЯ

Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов

LASER INITIATION OF PETN: SELECTIVE PHOTOINITIATION REGIME

E. D. Aluker, A. G. Krechetov, A. Yu. Mitrofanov

Проведено исследование селективного (резонансного) поглощения при лазерном иницировании ТЭНа и предложен возможный механизм этого явления. На основании наших экспериментов фотоиницирование ТЭНа представляет собой двухстадийный процесс, который состоит из фотовозбуждения молекулы неодимовым лазером (1060 нм) с последующим термическим разложением. Мы также показали, что малая эффективность оптического поглощения ТЭНа при этой длине волны может быть повышена за счет рассеяния света добавкой MgO, которая значительно увеличивает поглощение из-за многократного рассеяния. Обнаруженное резонансное фотоиницирование демонстрирует возможность управления чувствительностью энергетических материалов.

We describe and analyze the selective (resonance) laser-induced initiation of chemical decomposition reactions in PETN and propose a potential mechanism of the phenomenon. Based on our experiments, the photoinitiation of PETN is a two-stage process that is comprised of a laser-induced optical excitation of the molecule with the activation energy of 1.17 eV (1060 nm) by neodymium phosphate glass laser followed by the thermal decomposition of the excited state with the energy barrier of 0.4 eV. We also illustrate that the small efficiency of the optical absorption of PETN at this wave length can be enhanced by the MgO light scattering additives, which significantly increase the absorption due to multiple scattering incidents in PETN. The discovered resonance photoinitiation clearly demonstrates a strategy for designing tunable explosive material systems and identifies ways to control sensitivity of the materials to rapid decomposition.

Ключевые слова: фотоиницирование, возбужденное состояние, химическое разложение, активационный барьер, энергия реакции, лазерное иницирование.

Keywords: photoinitiation, excited state, chemical decomposition, activation barrier, reaction energy, laser initiation.

1. Введение

Лазерное иницирование открывает весьма интересные возможности в различных областях практического применения энергетических материалов, в частности, в решении проблем повышения надежности и безопасности их использования [1]. Это обстоятельство обуславливает неослабевающий интерес к исследованию данного явления [1; 2; 3]. Однако, как правило, подавляющее большинство авторов акцентирует внимание только на одном свойстве лазерного излучения: возможности концентрации на образце (мишени) больших плотностей энергии иницирующего импульса. Именно с этим свойством лазерного излучения связаны и наиболее широко обсуждаемые модели лазерного иницирования: нагрев непрозрачных включений (горячие точки), электрический пробой полем световой волны и т. д. [1; 2].

При таком подходе длина волны используемого лазерного излучения оказывается не слишком существенной.

Нам представляется, что поиск эффектов, свидетельствующих о возможности реализации режима резонансного фотоиницирования, заслуживает самого серьезного внимания. В пользу этого можно привести два соображения.

1. При резонансном фотоиницировании поглощенная энергия иницирующего импульса затрачивается непосредственно на создание актуальных частиц. Это выгодно отличает резонансное фотоиницирование от других способов иницирования, при которых энергия передается кристаллической решетке в целом,

и только часть ее удается использовать для генерации нужных частиц. В связи с этим создаются предпосылки для понижения (довольно значительного) необходимых энергий иницирующего импульса и, что еще более интересно, для селективности фотоиницирования (только фотовозбуждение в области соответствующей полосы оптического поглощения энергетического материала). Прикладные перспективы реализации этой возможности трудно переоценить [1].

2. Для управления резонансным фотоиницированием может быть использован весь огромный опыт и арсенал методов оптики твердого тела, что, по крайней мере, интересно.

Однако, экспериментальное наблюдение резонансного фотоиницирования представляет собой достаточно сложную задачу: необходимо обеспечить «попадание» длины волны иницирующего лазерного излучения в актуальную полосу поглощения энергетического материала. При ограниченной номенклатуре достаточно мощных импульсных лазеров, пригодных для иницирования, выполнение этого условия, помимо всего прочего, требует и определенного «везения».

Возможно, в связи с этим первые эксперименты по идентификации эффектов, свидетельствующих о возможности реализации режима резонансного фотоиницирования, удалось выполнить только в последнее время [5 – 8]. Предлагаемая работа является продолжением и развитием этих исследований.

2. Объекты и методика

Стандартная методика экспериментов по лазерному инициированию заключается в следующем: прессованная таблетка энергетического материала помещается в замкнутую (поддерживающую) оболочку, сквозь которую и осуществляется инициирование (без «поддерживающей» оболочки образец обычно взорвать не удастся, по-видимому, из-за «досрочного» разлета материала из зоны реакции [1; 2]).

При такой постановке эксперимента наблюдается достаточно сильная зависимость результатов от дисперсности исходного порошка, используемого для прессования таблетки, условий прессования, свойств «поддерживающей» оболочки, размеров освещаемой области и т. д. [1].

Для минимизации влияния всех этих факторов, мы использовали следующие условия подготовки и инициирования образцов.

1. Термообработка образцов проводилась непосредственно в измерительной ячейке (рис. 1). Исходным материалом для приготовления образцов служил порошкообразный тетранитрат пентаэритрита (ТЭН) с размером зерна ~ 10 мкм. Навеска порошка (20 мг) помещалась в лунку медного нагревателя измерительной ячейки и нагревалась до температуры 450 К.

Инициирование проводилось после охлаждения до заданной температуры (расплав при температурах выше температуры плавления ($T = 414$ К) и затвердевшая масса при более низких температурах). Такая процедура обеспечивала возможность инициирования взрыва «открытого» образца при $T > 350$ К, т. е. позволила отказаться от «поддерживающей» оболочки, исключить неопределенности, связанные с условиями прессования таблетки и стандартизовать содержание продуктов термического разложения, возникающих при термообработке. При более низких температурах энергии имеющегося в нашем распоряжении лазера оказалось недостаточно для инициирования взрыва. В связи с этим в некоторых случаях для понижения необходимых энергий инициирования нам пришлось усложнить условия эксперимента – закрывать поверхность образца кварцевой пластинкой, т. е. фактически использовать «поддерживающую» оболочку или добавлять в шихту 0,1 - 1 вес. % порошка MgO (размером зерна ~ 10 мкм). При этом за счет многократного рассеяния траектория фотона в образце удлинялась, что увеличивало вероятность поглощения и в связи с этим также позволяло понизить необходимую энергию инициирования.

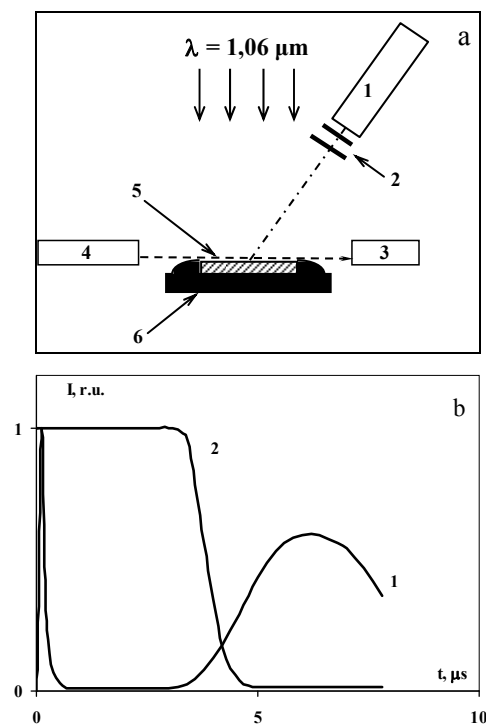


Рис. 1. Измерение длительности предвзрывной стадии: а – схема измерений: 1 – ФЭУ, 2 – светофильтры, 3 – фотодиод, 4 – зондирующий лазер, 5 – образец, 6 – медный нагреватель; б – осциллограммы токовых импульсов: 1 – ФЭУ, регистрирующего взрывное свечение; 2 – фотодиода, регистрирующего интенсивность зондирующего лазерного луча

2. Для инициирования использовались первая (1060 нм) и вторая (530 нм) гармоники импульсного (10 нс) неодимового лазера на фосфатном стекле. Лазерный пучок фокусировался на образец, причем диаметр пятна (4 – 8 мм) превышал диаметр образца (2 мм). Так как и первая и вторая гармоники попадают в область прозрачности ТЭНа [6], то при используемых толщинах образца (~ 2 мм) обеспечивалась однородность инициирования, т. е. однородное распределение поглощенной энергии в образце. В этом случае отпадала необходимость в распространении зоны реакции взрывного разложения по образцу (в частности, в возникновении детонационной волны) и можно было исследовать реакцию «в чистом виде», без осложнений, вносимых процессами её распространения [3].

В связи со стохастическим характером процесса инициирования в качестве основной энергетической характеристики при лазерном инициировании энергетических материалов обычно используется порог инициирования – значение экспозиции, т. е. отношения энергии, падающей на поверхность образца, к площади этой поверхности, обеспечивающее 50 % – вероятность взрыва – $H_{0,5}$ [1]. Для определения этой величины исследовалась зависимость частоты (вероятности) взрывов – p (число взорвавшихся образцов из 10 инициируемых) от экспозиции инициирования при различных исходных температурах образца. Измерялась также длительность индукционного периода

при различных температурах инициирования. За длительность индукционного периода (предвзрывной стадии) принимался промежуток времени между инициирующим импульсом и появлением вспышки свечения образца, или перекрытием луча зондирующего He-Ne лазера, проходящего непосредственно над поверхностью образца, разлетающимися продуктами взрыва. Оба метода давали близкие результаты (рис. 1).

В дополнительных сериях экспериментов проводилось зондирование расплава ТЭНа первой и второй гармониками (1064 нм и 532 нм) импульсного YAG – Nd лазера (~ 30 пс) и измерение спектров экстинкции монокристаллов ТЭНа на спектрофотометре Shimadzu UV-3600, в измерительную камеру которого была вмонтирована вакуумная кювета со встроенной термометрической батареей, позволяющей менять температуру образца в диапазоне 210 – 370 К.

3. Результаты

Влияние температуры на порог инициирования и длительность индукционного периода

При инициировании первой гармоникой (1060 нм) в достаточно широком интервале температур (350 К – 450 К) (выше и ниже температуры плавления) наблюдался взрыв образцов с открытой поверхностью. Примеры зависимостей частоты взрыва от экспозиции инициирования представлены на рис. 2а.

По зависимостям типа представленных на рис. 2а определялись пороговые характеристики инициирования: порог инициирования – $H_{0,5}$, т. е. экспозиция инициирования, соответствующая 50 % – вероятности взрыва, и экстраполированный порог – H_{min} , значение которого определялось экстраполяцией прямолинейного участка зависимостей P от H (рис. 2а) до пересечения с осью абсцисс.

Обе эти величины падают с повышением температуры (рис. 2в), причём в исследованном интервале температур это падение для обеих величин хорошо описывается термоактивационной зависимостью (рис. 2с) с совпадающим в пределах погрешности эксперимента значением энергии активации $E = 0,4 \pm 0,05$ эВ.

Необходимо отметить, что такая температурная зависимость характерна именно для лазерного инициирования. В контрольных опытах с ударным инициированием температурной зависимости порога инициирования не наблюдалось.

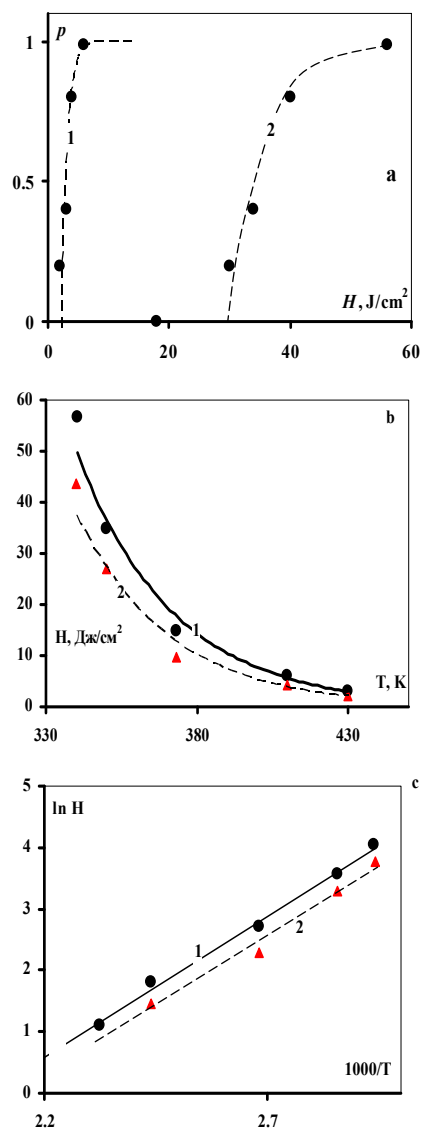


Рис. 2. Влияние температуры на эффективность лазерного инициирования ТЭНа (1060 нм, 20 нс, образец с открытой поверхностью): а – примеры зависимостей вероятности взрыва – p от экспозиции инициирования – H при различных температурах: 1 – 425 К, 2 – 350 К. ● – экспериментальные точки; – аппроксимация зависимостей p от H выражением (9): $p = 1 - e^{-A(H-H_{min})e^{-E/kT}}$ при $E = 0,4$ эВ; H_{min} – значения H , получаемое экстраполяцией прямолинейного участка зависимости p от H к $p = 0$ (экстраполированный порог); б – зависимость порога инициирования $H_{0,5}$ (кривая 1) и экстраполированного порога H_{min} (кривая 2) от температуры; с – то же в координатах $\ln H$ от $1000/T$

Увеличение плотности энергии инициирования и температуры образца приводят также к сокращению длительности индукционного периода – t_i (рис. 3). Обращает на себя внимание, однако, что зависимость t_i от температуры оказывается значительно более слабой, чем температурная зависимость порога инициирования (рис. 2, 3).

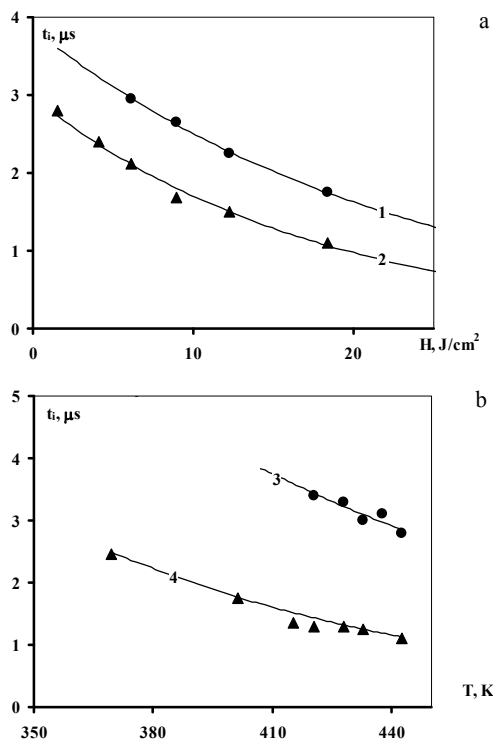


Рис. 3. Влияние температуры – T и экспозиции иницирования – H на длительность индукционного периода – t_i : а – примеры зависимостей длительности индукционного периода – t_i от экспозиции иницирования H при различных температурах: 1 – 400 К, 2 – 440 К; б – примеры зависимостей длительности индукционного периода – t_i от температуры при различных экспозициях иницирования: 3 – 1,5 Дж/см², 4 – 18 Дж/см²; ●, ▲ – экспериментальные точки; — – аппроксимация выражением:

$$t_i = \tau \left(\ln \frac{N_{\max}}{\alpha_0 H} + \frac{E}{kT} \right),$$

при $\tau = 0.7$ мкс, $E = 0,4$ эВ

Для расширения температурного диапазона исследований мы, как уже отмечалось, вынуждены были усложнить условия эксперимента.

Использовались два способа, позволяющих понизить порог иницирования.

1. Хорошо известный способ – закрывание поверхности образца кварцевой пластинкой, т. е. создание «поддерживающей оболочки» [1; 2], позволившее понизить низкотемпературную границу исследований до 300К.

2. Предложенный нами способ – введение в образец светорассеивающих добавок, удлиняющих траекторию фотона в образце и увеличивающих за счёт этого долю поглощённой в нём энергии иницирующего света. Этот способ оказался достаточно эффективным (рис. 4) и также позволил снизить нижнюю границу исследуемого температурного интервала до 300К, но уже при иницировании образцов с открытой поверхностью.

Подчеркнём, что существенное изменение порога иницирования при введении светорассеивающих центров (рис. 4) относится только к лазерному иницированию. В контрольных опытах с ударным иницированием заметного влияния добавки порошка MgO на порог иницирования наблюдать не удалось.

цированием заметного влияния добавки порошка MgO на порог иницирования наблюдать не удалось.

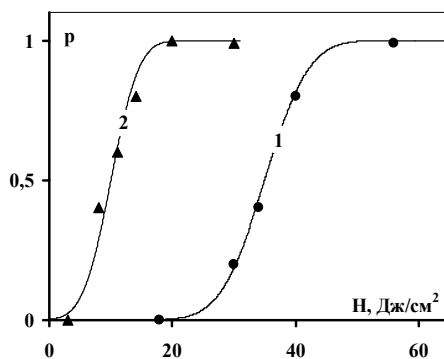


Рис. 4. Влияние светорассеивающих добавок на эффективность лазерного (1060 нм, 20 нс) иницирования тэна с открытой поверхностью при 350 К: 1 – ТЭН без добавок, 2 – ТЭН+0,5% MgO; p – вероятность иницирования; H – экспозиция иницирования

Значения порогов иницирования – $H_{0,5}$, получаемые при различных условиях эксперимента (открытая или закрытая поверхность, наличие или отсутствие светорассеивающих добавок), сильно различаются. Поэтому для сопоставления температурных зависимостей $H_{0,5}$, получаемых в этих экспериментах, удобным оказалось ввести величину нормированного порога:

$$H_n = \frac{H_{0,5}(T)}{H_{0,5}(T_0)},$$

где $H_{0,5}(T)$ и $H_{0,5}(T_0)$ – значения $H_{0,5}$ при

текущей – T и фиксированной – T_0 температурах соответственно (рис. 5).

Как видно из этого рисунка, при усложнении условий иницирования (закрытая поверхность, светорассеивающие добавки) термоактивационная зависимость сохраняется только при достаточно высоких температурах. Понижение же температуры приводит к существенному изменению характера зависимости.

Селективность иницирования и спектры поглощения

Неожиданным с точки зрения «энергетического» подхода к проблеме лазерного иницирования оказался отрицательный результат попыток иницирования взрыва второй гармоникой.

При иницировании второй гармоникой нам не удалось взорвать образец даже при плотностях иницирования ~ 10 Дж/см² и температурах ~ 450 К. Напомним, что при 450 К порог иницирования первой гармоникой не превышает 0,5 Дж/см². (рис. 2в). Таким образом, наблюдается явное различие эффективности иницирования при длинах волн 1060 и 530 нм, что свидетельствует о селективности процесса иницирования.

В связи с этим возникает вопрос о доле энергии иницирующего импульса, поглощаемой в образце при иницировании различными гармониками.

Для грубой оценки доли энергии иницирующего импульса, поглощаемой в образце, было проведено

зондирование расплава первой и второй гармониками (1064 нм, 30 пс, 30 мДж/см² и 532 нм, 30 пс, 0,3 мДж/см²) YAG:Nd³⁺ лазера, при котором измерялась энергия падающего и прошедшего сквозь образец излучения. При таком пикосекундном зондировании мощность зондирующих импульсов превышала мощность иницирующих наносекундных импульсов (это могло бы оказаться весьма существенным в случае наличия нелинейных эффектов в поглощении). Однако из-за малой длительности импульсов экспозиция при таком зондировании была ниже пороговой. Поэтому при зондировании образец не взрывался, что значительно упрощало проведение экспериментов.

Оказалось, что ослабление зондирующего пучка при 1064 нм и при 532 нм практически совпадало и не превышало ~10 %, причем эта величина определялась, в основном, рассеянием света в образце. Таким образом, в опытах по зондированию различия в поглощении излучения первой и второй гармоник обнаружить не удалось. Отрицательный результат этих достаточно грубых опытов побудил нас приступить к прецизи-

онному исследованию спектров поглощения специально отобранных по оптическим характеристикам монокристаллов ТЭНа с целью поиска в них особенностей, которые можно было бы связать с обнаруженным различием в эффективности иницирования первой и второй гармониками. Измерения проводились на спектрофотометре Shimadzu UV-3600.

Эти исследования позволили обнаружить в спектрах поглощения ТЭНа слабую полосу с максимумом в районе ~1020 нм и коэффициентом экстинкции $\alpha \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$ (рис. 5).

Контрольные опыты показали, что при изменении температуры образца в интервале 210 – 370 К эта полоса, практически, не изменялась.

Подчеркнем, что первая гармоника попадает в область обнаруженной полосы, что дает основание полагать, что различие эффективностей иницирования первой и второй гармониками связано с селективным поглощением именно в этой полосе.

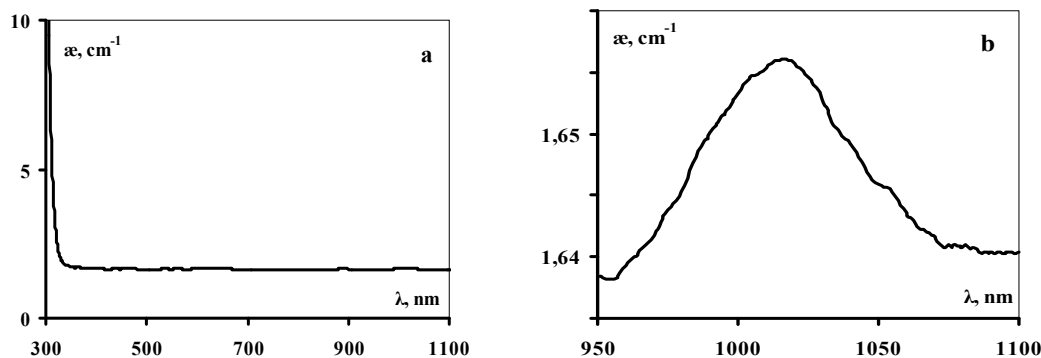


Рис. 5. Спектры экстинкции монокристалла тэна при 300 К: а – обзорный спектр, б – участок спектра, измеренный при максимальной чувствительности

4. Обсуждение

Влияние светорассеивающих добавок открывает весьма интересные возможности практического использования режима резонансного фотоиницирования. Действительно, при этом появляется возможность резкого понижения необходимых энергий лазерного иницирования, не изменяя при этом чувствительности ВВ к «паразитным» воздействиям (удар и т. д.), приводящим к несанкционированным взрывам.

Фотостимулированная фрагментация молекул ТЭНа

Сформулируем основные положения, которые можно положить в основу обсуждения механизма фотостимулированной фрагментации.

1. При $T \geq 350 \text{ К}$ процесс фотостимулированной фрагментации включает в себя термоактивированную стадию с энергией активации 0,4 эВ (рис. 2с). Следовательно, этот процесс является двухстадийным и включает в себя фото- и термостимулированные стадии. Возможны, в принципе, два варианта, отличающиеся последовательностью событий. Фототермический процесс, т. е. фотостимулированный ($h\nu = 1,17 \text{ эВ}$) переход из основного в возбужденное

состояние и последующая термостимулированная (0,4 эВ) фрагментация возбужденного состояния, и термооптический процесс, т. е. термостимулированное (0,4 эВ) заселение стартового состояния и последующая фотостимулированная фрагментация этого состояния.

2. Процесс фотоиницирования связан, по видимому, с поглощением в полосе 1020 нм (рис. 6). Независимость этой полосы от температуры свидетельствует в пользу того, что соответствующий переход происходит из основного состояния, заселенность которого не зависит от T , т. е. фрагментация определяется фототермическим процессом.

3. Температурные зависимости порога иницирования и длительности индукционного периода не меняют своего характера при плавлении образца, т. е. не наблюдается каких либо особенностей этих зависимостей в районе температуры плавления (рис. 2, 3), что свидетельствует в пользу того, что актуальные процессы происходят на молекулярном уровне.

4. Задача иницирующего импульса (на молекулярном уровне) – разрыв связи в молекуле ТЭНа, приводящий к отщеплению активного радикала (обращает на себя внимание аналогия, по нашему мнению достаточно глубокая, между этим процессом и

хорошо известным в радиационной физике твердого тела распадом экситона на френкелевскую пару дефектов [9]), обеспечивающего дальнейшее развитие реакции взрывного разложения, по-видимому, по цепному механизму [6]. Наиболее вероятным представляется разрыв связи O-N с образованием радикала NO_2 [6]. Для определенности мы будем говорить именно об этом варианте, хотя на данном этапе исследований, строго говоря, природу образующегося радикала можно и не уточнять, т. к. важен только сам факт его образования (это же относится и к предыдущим разделам обсуждения).

Наиболее простым и логичным механизмом фотоиницирования, согласующимся с пп. 1 – 4, является фототермическая фрагментация молекулы: фотостимулированный ($\lambda = 1060$ нм) переход в возбужденное состояние (к сожалению, в связи с тем, что спектры поглощения ТЭНа в ближней инфракрасной области, практически, не исследованы (ни экспериментально, ни теоретически), в настоящее время не представляется возможным высказать сколько-нибудь обоснованное суждение о природе этого состояния) и термостимулированная диссоциация этого состояния (по-видимому, отщепление радикала NO_2 [6]) с энергией активации 0,4 эВ.

Этот процесс является доминирующим при наиболее чистых условиях эксперимента: инициирование чистого ТЭН, а с открытой поверхностью (рис. 2).

При усложнении же условий инициирования (закрывание поверхности, введение добавок) фототермический процесс доминирует только при достаточно высоких температурах, о чём свидетельствует изменение характера температурной зависимости порога инициирования при понижении температуры (рис. 6). Наиболее вероятной, на наш взгляд, причиной этого изменения является наличие ещё одного, пока не установленного механизма инициирования, который начинает играть заметную роль только при «замораживании» фототермического механизма, т. е. при достаточно низких температурах.

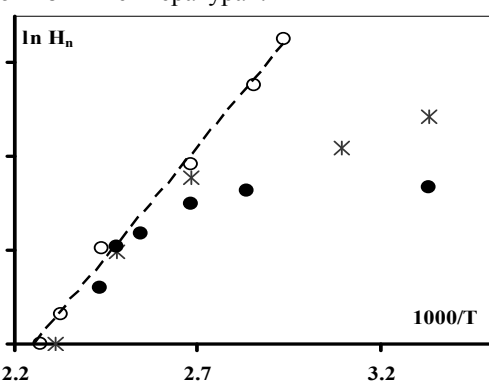


Рис. 6. Температурная зависимость нормированного порога инициирования H_n от температуры в координатах $\ln H_n$ от $1000/T$ (нормировка по значению $H_{0,5}$ при 440 К): \circ – чистый тэн с открытой поверхностью; \bullet – чистый тэн, закрытый кварцевой пластинкой; $*$ – тэн с добавкой MgO (0,5%) с открытой поверхностью; ---- – аппроксимация выражением (14): $H_n = De^{E/kT}$, при $E = 0,4$ эВ

Выводы

1. При инициировании ТЭНа первой гармоникой неодимового лазера (1060 нм) может быть реализован режим резонансного фотоиницирования, т. е. фотовозбуждение молекул ТЭНа, приводящее к созданию активных частиц (радикалов), обеспечивающих развитие реакции взрывного разложения.

2. Резонансное фотоиницирование ТЭНа при $\lambda = 1060$ нм носит двухстадийный характер: фотовозбуждение молекулы ТЭНа и последующая термостимулированная (0,4 эВ) фрагментация фотовозбужденной молекулы с образованием активной частицы (по-видимому, радикала NO_2), обеспечивающей развитие цепной реакции взрывного разложения.

3. Эффективность режима резонансного фотоиницирования значительно выше, чем эффективность режимов неселективного инициирования (например, электронным пучком). Это связано с тем, что при резонансном фотоиницировании практически вся поглощенная энергия расходуется на создание актуальных возбужденных состояний молекул. При неселективных же режимах инициирования энергия передается кристаллической решетке в целом и только часть ее (небольшая!) расходуется на создание актуальных возбужденных состояний молекул.

4. Практическое использование резонансного фотоиницирования ТЭНа ограничено малой величиной коэффициента поглощения при $\lambda = 1060$ нм. Это приводит к тому, что подавляющая часть инициирующего излучения проходит сквозь образец без взаимодействия. Поэтому удобным методом повышения эффективности использования энергии инициирующего излучения является введение в образец светорассеивающих добавок. Возникающее при этом многократное рассеяние фотонов инициирующего излучения приводит к удлинению их траектории в образце и соответственно увеличению вероятности поглощения.

5. Существенное понижение порога лазерного инициирования при введении светорассеивающих добавок не сказывается на величине порога при ударном инициировании, что открывает заманчивые перспективы практического использования резонансного фотоиницирования.

В заключение считаем необходимым сделать следующее, как нам представляется, достаточно существенное замечание. Рассмотренный в работе механизм резонансного фотоиницирования ни в коем случае не «закрывает» широко обсуждаемые неселективные механизмы (горячие точки, световой пробой, и т. д. [1; 2]). В зависимости от условий (режима фотоиницирования) в реальном эксперименте преобладающую роль может играть тот или иной механизм. Именно этот смысл мы и вкладываем в словосочетание «режим инициирования», используемое в статье. Достоинство же, а скорее всего и уникальность режима резонансного фотоиницирования заключается в возможности (во всяком случае, принципиальной) реализации минимальных порогов инициирования.

Крайне важно при этом, что такая минимизация порогов может относиться только к резонансному фотоиницированию, не затрагивая порогов неселективных способов инициирования (удар и т.д.), играющих

в ряде случаев роль мешающих внешних воздействий. Это обстоятельство может иметь принципиальное значение при решении проблемы повышения безопасности ВВ.

Подчеркнем также, что предложенный метод повышения эффективности резонансного фотоиницирования введением светорассеивающих добавок является частным случаем метода сенсibiliзирующих добавок, широко используемого в исследованиях люминофоров и фотоматериалов [10]. Поэтому огромный опыт, накопленный в этой области, может быть использован в работах по резонансному фотоиницированию.

В данной статье приведены результаты последних лет, полученные при выполнении исследований в научной школе КемГУ «Быстропротекающие процессы в энергетических и люминесцирующих материалах».

Работа выполнена в рамках НИР по заданию Министерства образования и науки РФ при поддержке грантов в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы по темам: «Лазерное инициирование энергетических материалов: режим резонансного фотоиницирования» и «Исследование резонансного фотоиницирования ТЭНа с целью создания взрывчатых составов лазерных детонаторов для горновзрывных работ» (2010 – 2012 гг.); а также гранта РФФИ в интересах Росатома «Исследование механизмов фотосоздания электронных возбуждений и кинетики их безизлучательного распада в конденсированных энергетических материалах с целью разработки физико-химических основ методов управления эффективностью лазерного инициирования взрыва этих материалов» (2012 г.).

Литература

1. Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации // Сб. научн. статей под ред. В. И. Таржанова. – Снежинск.: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1998. – 168 с.
2. Bourne, N. K. On the last ignition and initiation of explosives / N. K. Bourne // R. Soc. Lond. A(2001). 457. – P. 1401 – 1426.
3. Aluker, Ed. D. Early Stages of Explosive Decomposition of Energetic Materials / Ed. Aluker, B. P. Aduiev, Yu. A. Zakharov [et al.] // Focus on Combustion Research. – 2006. – P. 55 – 88.
4. Kuklja, M. M. The Role of Electronic Excitations in Explosive Decomposition of Solids / M. M. Kuklja, B. P. Aduiev, E. D. Aluker [et al.] // Journal Of Applied Physics Volume 89, Number 7. – 2001. – P. 4156 – 4166.
5. Алукер, Э. Д. Влияние температуры на лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита / Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, Б. Г. Лобойко [и др.] // Химическая физика. – 2008. – Т. 27. – № 5. – С. 67 – 70.
6. Алукер, Э. Д. Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения тэна / Э. Д. Алукер, Н. Л. Алукер, Г. М. Белокуров [и др.] // Химическая физика. – 2010. – Т. 29. – № 1. – С. 49 – 52.
7. Алукер, Э. Д. Длительность предвзрывной стадии при лазерном инициировании тетранитрата пентаэритрита / Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, Д. Р. Нурмухаметов [и др.] // Письма ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – Вып. 22. – С. 55 – 61.
8. Алукер Э. Д. Лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита со светорассеивающими добавками / Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 6. – С. 80 – 85.
9. Алукер Э. Д. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галлоидных кристаллах / Э. Д. Алукер, В. В. Гаврилов, Р. Дейч [и др.]. – Рига: Зинатне, 1987. – С. 183.
10. Гурвич, А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров / А. М. Гурвич. – М. Высшая школа, 1982. – С. 375.

Информация об авторах:

Алукер Эдуард Давыдович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физикохимии энергетических и люминесцирующих материалов кафедры физической химии КемГУ, (3842)588117, 89236159401, lira@kemsu.ru.

Eduard D. Aluker – Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of the Laboratory of Physical Chemistry of Energetic and Luminiscent Materials at the Department of Physical Chemistry, Kemerovo State University.

Кречетов Александр Георгиевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физической химии КемГУ, 8(3842)588117, 8(3842)358923, lira@kemsu.ru.

Alexander G. Krechetov – Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of the Department of Physical Chemistry, Kemerovo State University.

Митрофанов Анатолий Юрьевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физической химии КемГУ, (3842)588117, (3842)730871, lira@kemsu.ru.

Anatoliy Yu. Mitrofanov – Candidate of Physics and Mathematics, Assistant Professor at the Department of Physical Chemistry, Kemerovo State University.