

07

Лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита со светорассеивающими добавками

© Э.Д. Алукер, Г.М. Белокуров, А.Г. Кречетов, А.Ю. Митрофанов,
Д.Р. Нурмухаметов

Кемеровский государственный университет
Кемеровский филиал Института химии твердого тела
и механохимии СО РАН
E-mail: lira@kemsu.ru

В окончательной редакции 24 ноября 2009 г.

Предложен способ повышения эффективности лазерного инициирования энергетических материалов, основанный на увеличении длины траектории фотона в образце за счет многократного рассеяния. Проведена экспериментальная проверка предложенного способа: введение тетранитрат пентаэритрит (ТЭН) 0.5 wt.% светорассеивающей добавки MgO понижает порог инициирования первой гармоникой неодимового лазера (1060 nm) в ~ 3.5 раза.

При изучении лазерного инициирования энергетических материалов внимание исследователей, как правило, сосредоточивается только на одном свойстве лазерного излучения: возможности концентрирования на образце больших плотностей энергии инициирующего импульса.

При этом обычно недооценивается роль „спектрального фактора“, т.е. длины волны инициирующего излучения. Это обстоятельство наиболее отчетливо проявляется при анализе существующих моделей лазерного инициирования: нагрев непрозрачных включений (горячие точки), световой пробой и т.д. [1,2].

Однако существует весьма интересная возможность, для реализации которой принципиальное значение имеет именно длина волны инициирующего излучения: резонансное фотоиницирование, т.е. фотосоздание активных радикалов, обеспечивающих развитие реакции взрывного разложения на начальных стадиях (по-видимому, по цепному механизму) [3,4].

Важно, что при резонансном фотоиницировании поглощенная энергия инициирующего импульса затрачивается непосредственно на

создание активных радикалов. Эта особенность выгодно отличает резонансное фотоиницирование от других способов инициирования, при которых энергия передается кристаллической решетке и только часть ее (по-видимому, небольшую) удастся использовать для генерации актуальных частиц. В связи с этим создаются предпосылки для понижения (весьма значительного) необходимых энергий инициирующего импульса и, что еще более интересно, для селективности фотоиницирования (только фотовозбуждение в области соответствующей полосы оптического поглощения энергетического материала) [5,6].

Следует подчеркнуть, что в этом случае понижение энергии инициирования относится только к резонансному фотоиницированию и может не затрагивать другие способы инициирования (удар, нагрев и т.д.). Это, разумеется, имеет принципиальное значение для проблемы безопасности взрывчатых веществ (ВВ).

Трудности в экспериментальном наблюдении резонансного фотоиницирования связаны с необходимостью подбора системы, в которой полоса поглощения, ответственная за фотоиницирование, оказывается доступной для используемых обычно в экспериментах по лазерному инициированию достаточно мощных импульсных лазеров. Эту задачу удалось решить только недавно.

В [5,6] было показано, что лазерное инициирование ТЭН первой гармоникой неодимового лазера (1060 nm) связано с резонансным фотоиницированием в слабой ($\kappa \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) полосе поглощения с максимумом в районе 1020 nm (полоса расположена в области прозрачности ТЭН), причем процесс носит термоактивационный характер ($E_a = 0.4 \text{ eV}$). Пороговые объемные плотности поглощенной энергии при этом оказываются значительно ниже, чем при других способах инициирования.

Однако прямое использование резонансного фотоиницирования в этом случае ограничено малым значением коэффициента поглощения в актуальной полосе ($\kappa \sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$): подавляющая часть инициирующего света проходит, не поглощаясь, сквозь образец. Увеличения полезного поглощения инициирующего света можно, конечно, добиться за счет увеличения пути фотонов в образце. Однако простое увеличение толщины образца в этом случае не эффективно, так как критическим параметром для инициирования является концентрация возбужденных молекул [6] и, следовательно, не просто поглощенная энергия, а объемная плотность поглощенной энергии. В связи с этим необходимо

увеличивать длину траектории фотона в образце, не меняя при этом его размеров. Наиболее простой способ решения этой задачи — превращение траектории из прямой в ломаную линию за счет рассеяния на светорассеивающих центрах.

Оценим величину возможного эффекта.

При инициировании пластинки чистого ТЭН толщиной d коэффициент использования энергии иницирующего светового импульса η_0 , т. е. доля энергии, затрачиваемая на создание актуальных возбужденных состояний — $\eta_0 = 1 - \exp(-\kappa d)$, где κ — коэффициент поглощения при $\lambda = 1060 \text{ nm}$ ($\kappa \sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$).

При $d \sim 1 \text{ mm}$ $\kappa d \ll 1$ и приближенно можно считать

$$\eta_0 = \kappa d. \quad (1)$$

При введении в образец светорассеивающих центров путь фотона в образце увеличивается за счет многократного рассеяния. В этом случае роль величины d в (1) будет выполнять средняя длина траектории фотона в образце — L и при $\kappa L \ll 1$ для коэффициента использования энергии в образце с добавками — η_S можно записать:

$$\eta_S = \kappa L. \quad (2)$$

Из (1) и (2) получаем выражение для коэффициента усиления K_S , характеризующего эффективность предлагаемого способа¹:

$$K_S = \frac{\eta_S}{\eta_0} = \frac{L}{d}. \quad (3)$$

Свяжем величину K_S с концентрацией и сечением светорассеивающих центров.

Если рассматривать движение фотона в образце со светорассеивающими центрами как процесс случайного блуждания, то [7]:

$$L = nL, \quad d = l\sqrt{\frac{n}{3}}, \quad (4)$$

где l — средняя длина свободного пробега фотона относительно рассеивания, n — среднее число рассеяний. С учетом известного

¹ Выражение (3) справедливо только при небольших концентрациях светорассеивающих центров, при которых $\kappa L \ll 1$, и при условии, что поглощением света этими центрами можно пренебречь.

соотношения $l = 1/\sigma N$, где σ — сечение рассеяния, N — концентрация рассеивающих центров, из (4) получаем:

$$L = 3\sigma d^2 N. \quad (5)$$

Из (3) и (5) получаем связь между K_S и N :

$$K_S = 3\sigma d N. \quad (6)$$

Если в качестве оценки σ принять значение геометрического сечения светорассеивающих частиц ($r \sim 10 \mu\text{m}$, $\sigma \sim 10^{-6} \text{cm}^2$), то при толщинах образца $\sim 1 \text{mm}$ и концентрациях светорассеивающих частиц $N \sim 10^7 \text{cm}^{-3}$ (соответствующая весовая концентрация светорассеивающих добавок $\sim 1\%$) из (6) получаем значения K_S порядка нескольких единиц.

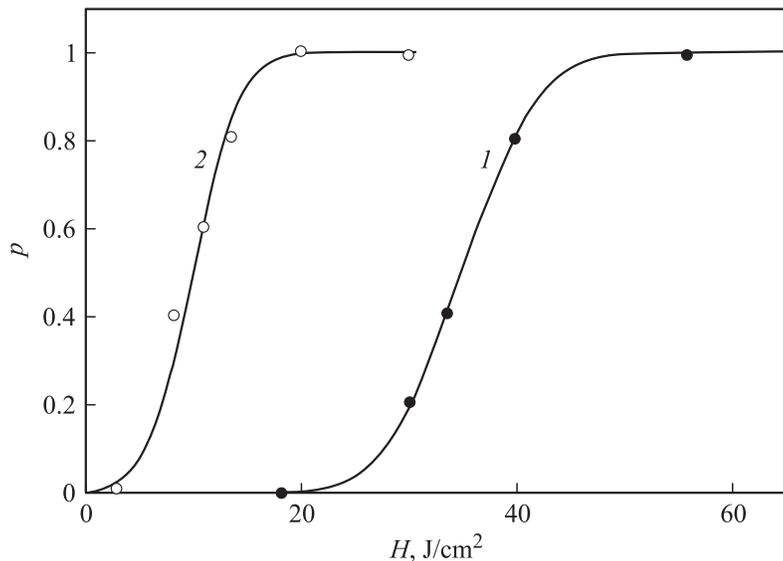
Результат этой грубой оценки представляется нам достаточно оптимистическим, что и послужило основанием для экспериментальной проверки предлагаемого способа.

В качестве светорассеивающей добавки был выбран порошок оксида магния, широко используемого в качестве диффузного отражателя. Были приготовлены две партии шихты: порошок ТЭН дисперсностью $\sim 1 \mu\text{m}$ и смесь того же порошка ТЭН с порошком MgO дисперсностью $\sim 10 \mu\text{m}$, при содержании MgO в смеси 0.5 wt.%. Однородность смеси обеспечивалась перемешиванием в ультразвуковой ванне.

Шихта помещалась в лунку (диаметр 3 mm, глубина 2 mm) медного нагревателя и, как и в [5], подвергалась следующей термообработке: нагрев до 450 K и последующее охлаждение до температуры, при которой производилось инициирование.

Иницирование осуществлялось первой гармоникой ($\lambda = 1060 \text{nm}$) импульсного лазера ($\tau = 20 \text{ns}$). Диаметр светового пучка (3.5 mm) превосходил диаметр образца (3 mm), что наряду с малым значением коэффициента поглощения обеспечивало достаточную однородность инициирования. С учетом результатов [5] инициирование проводилось при $T = 350 \text{K}$.

Измерялась зависимость частоты взрывов — p , т.е. отношения числа взорвавшихся образцов к числу инициируемых, от поверхностной плотности энергии инициирования (энергетической экспозиции) — H (см. рисунок). Каждая экспериментальная точка на рисунке — результат инициирования 10 образцов.



Влияние светорассеивающей добавки MgO на эффективность лазерного иницирования (1060 nm) ТЭН при $T = 350 \text{ K}$. 1 — „чистый“ ТЭН; 2 — ТЭН + 0.5% MgO.

Результаты, представленные на рисунке, свидетельствуют о существенном повышении эффективности лазерного иницирования при введении светорассеивающей добавки². Обычно в качестве характеристики этой эффективности используют порог иницирования, т.е. значение какой-либо энергетической характеристики иницирующего импульса (энергия, энергетическая экспозиция и т.д.), обеспечивающей 50%-ную вероятность взрыва. В наших экспериментах эта величина меняется от 35 J/cm^2 в чистом ТЭН до 10 J/cm^2 в композите ТЭН MgO (см. рисунок).

Обращает на себя внимание величина эффекта — понижение порога более чем в 3 раза. Представляется не лишним в связи с этим напомнить, что полезный эффект от введения светопоглощающих добавок („горячих точек“) оказывается гораздо скромнее [2,8].

² Контрольные опыты показали, что величина пороговой энергии ударного иницирования при этом, практически, не изменяется.

Таким образом, полученный результат свидетельствует о возможности эффективного управления порогом инициирования светорассеивающими добавками и дает, на наш взгляд, основания для достаточно оптимистических прогнозов перспектив практического использования предлагаемого подхода.

Список литературы

- [1] *Быстрое* инициирование ВВ. Особые режимы детонации // Сб. науч. статей под ред В.И. Таржанова. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1998. 16 с.
- [2] Bourne N.K. // R. Soc. Lond. A. 2001. V. 457. P. 1401–1426.
- [3] Kuklja M.M., Aduiev B.P., Aluker E.D. // J. Appl. Phys. 2000. V. 89. N 7. P. 4156–4166.
- [4] Aluker E.D., Aduiev B.P., Zakharov Yu.A., Mitrofanov A.Yu., Krechetov A.G. // Focus on Combustion Research. Ed. Sung Z. Jiang. New York: Nova Science Publishers Inc., 2006. P. 368.
- [5] Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Лобойко Б.Г. и др. // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 5. С. 67–70.
- [6] Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Нурмухаметов Д.Р., Тулицын А.В. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 22. С. 55–61.
- [7] Хир К. Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы. М.: Наука, 1988.
- [8] Илюшин М.А., Целинский И.В., Королев Д.В. и др. // Химическая физика. 2005. Т. 24. № 10. С. 49–56.