

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 141, 2, 393.
2. D. V. Ballal, A. H. Lefebvre. Comb. Flame, 1975, 24, 1, 99.
3. R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M. McMahon. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1978.
4. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1978, 14, 2, 33.
5. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Докл. АН СССР, 1978, 239, 1, 123.
6. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.

## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССА ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ НА ЗАЖИГАНИЕ ВВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*В. И. Лисиченко, А. В. Чернай*  
(Днепропетровск)

Описание процесса инициирования ВВ лазерным излучением основывается на представлениях о разогреве поглощающих микро неоднородностей в поле световой волны и зажигании ВВ в процессе теплообмена. Такой подход позволяет объяснить основной экспериментальный факт — аномально низкие критические плотности энергии инициирования [1, 2]. Объяснение других экспериментальных данных требует привлечения дополнительных механизмов, в выборе которых нет единой точки зрения. Например, в работе [3] снижение критической плотности энергии инициирования азида свинца при увеличении давления прессования объясняется уменьшением объема пор и, следовательно, снижением газодинамических потерь в процессе разгорания очага. Однако ряд других ВВ таких, как ТНРС, тетразен, гремучая ртуть, при сбросе внешнего давления, по данным [2], восстанавливает свою чувствительность. С другой стороны, в [2] роль внешнего давления сводится к влиянию его на скорость распространения горения за пределы очага, что противоречит результатам инициирования азидов свинца и серебра. Эти вещества обнаруживают гистерезис, заключающийся в том, что при сбросе внешнего давления инициирование происходит при плотности энергии, соответствующей максимальному давлению прижатия.

Обратим внимание на еще один экспериментальный факт, требующий объяснения. В работе [1] замечено снижение энергии инициирования азид свинца миллисекундным лазерным импульсом при повышении начальной температуры до 150°C. Однако в режиме модуляции добротности резонатора, когда длительность лазерного импульса равнялась 30 нс, такая зависимость не обнаружена.

С целью объяснения указанных экспериментальных результатов в настоящей работе предлагается модель инициирования ВВ, учитывающая процесс трещинообразования. Подобный подход использовался в теории лазерного разрушения полимерных материалов [4, 5].

Рассматривается следующая модельная задача: в безграничном веществе, способном к экзотермическому превращению в конденсированной фазе, находится частица с характерным размером  $2R_0$ . Считается, что в начальном состоянии коэффициент поглощения частицы значительно превосходит коэффициент поглощения окружающего вещества. Ограничимся рассмотрением лазерных импульсов, длительность которых  $t_n$  меньше характерного времени распространения тепла  $t_x = R_0^2/a$ , где  $a$  — температуропроводность ВВ.

Нагрев микровключения приводит к возникновению во взрывчатом веществе растягивающих напряжений  $\sigma_{\theta\theta}$ . Элементарные вычисления показывают, что термонапряжения, возникающие вокруг сферического включения, в рамках теории упругости определяются формулой

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_0(T - T_n)(R_0/r)^3, \quad (1)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{1}{3} \frac{E_1 \alpha_1}{2(1 - 2\sigma_1) + E_1/E_2(1 + \sigma_2)}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_1$  — объемный коэффициент теплового расширения включения;  $T_n$  — начальная температура;  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $E_1$ ,  $E_2$  — коэффициенты Пуассона и модули упругости частицы и матрицы соответственно.

Расчет по (1), (2) показывает, что нагрев включения свинца в матрице из азида свинца на  $15^\circ\text{C}$  приводит к возникновению напряжений  $\sigma_{\theta\theta}(r=R_0) \approx 1,0 \text{ кг/мм}^2$ , сравнимых с прочностными характеристиками матрицы. В расчете использовались следующие значения величин:  $\alpha_1 = 9,39 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ ,  $\sigma_1 = 0,446$ ,  $E_1 = 1,63 \cdot 10^3 \text{ кг/мм}^2$  [6];  $\sigma_2 = 0,3$ ,  $E_2 = 4,9 \cdot 10^3 \text{ кг/мм}^2$  [7].

Возникновение напряженного состояния, если следовать кинетической теории прочности твердых тел [8], приводит к образованию субмикротрещин, скорость накопления которых определяется формулой [9]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{\tau_0} \exp\left(-\frac{u_0 - \gamma\sigma_{\theta\theta}}{RT}\right). \quad (3)$$

Здесь  $N_0 = 10^{12} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$  — предельная концентрация субмикротрещин для различных веществ [9];  $\tau_0 \approx 10^{-13} \text{ с}$  — период собственных тепловых колебаний атомов в конденсированных телах;  $u_0$  — энергия активации трещинообразования при нормальной температуре, равная энергии межатомных связей;  $\gamma = 0,1 \div 60 \text{ ккал} \cdot \text{мм}^2/(\text{моль} \cdot \text{кг})$  — структурно-чувствительный фактор для различных веществ [8].

Образование трещин сопровождается возникновением электронных состояний, способных эффективно поглощать лучистую энергию [10]. Вблизи включения ВВ начинает нагреваться, что ведет в свою очередь, к увеличению скорости трещинообразования. Поскольку теплопроводность не успевает выравнять угловые составляющие градиента температуры, то различные участки фронта приобретают различную скорость. Максимальную скорость будут иметь участки, расположенные со стороны падающего излучения, поэтому возможно образование волны поглощения, распространяющейся навстречу лазерному излучению. Это ведет к росту эффективного размера включения и, следовательно, способствует процессу инициирования ВВ.

Поглощение света, обусловленное трибопроцессом, происходит, по-видимому, до достижения взрывчатым веществом температуры  $T$ , близкой к температуре плавления. Представляет интерес исследовать особенности установившегося движения такой волны в зависимости от параметров задачи. Приближенно можно считать, что в центральной части волны поглощения движение описывается плоской волной. Уравнения, описывающие такое движение, в системе координат, связанной с волной, имеют вид

$$c\rho u \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda \frac{d^2 T}{dr^2} - \frac{dq}{dr}, \quad (4)$$

$$\frac{dq}{dr} = -Kq. \quad (5)$$

Здесь  $u$  — скорость движения фронта волны;  $q$  — плотность потока энергии лазерного излучения;  $\rho$  — плотность,  $c$  — теплоемкость,  $\lambda$  — теплопроводность ВВ;  $K$  — коэффициент поглощения ВВ, обусловленный возникновением электронных состояний. Систему (4), (5) дополним граничными условиями: перед фронтом поглощения

$$T(-\infty) = T_n, \quad \frac{\partial T}{\partial r}(-\infty) = 0, \quad q(-\infty) = q_0,$$

за фронтом

$$T = T^*, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad q = 0.$$

Первый интеграл уравнения (4) с учетом граничных условий имеет вид

$$q(r) = q_0 + \lambda \frac{dT}{dr} - c\rho u (T(r) - T_H). \quad (6)$$

Учитывая, что  $dt = dr/u$ , и переходя от интегрирования (3) по  $r$  к интегрированию по  $T$ , получим

$$K = \sigma_{ng} N = \frac{\sigma_{ng} N_0}{\tau_0''} \int_{T_H}^T \left( e^{-\frac{u_0 - \gamma \sigma_{\theta\theta}}{RT'}} - e^{-\frac{u_0}{RT_H}} \right) \left( \frac{dr}{dT'} \right) dT'. \quad (7)$$

Здесь  $\sigma_{\theta}$  — сечение поглощения лазерного излучения электронными состояниями;  $g$  — среднее число этих состояний, приходящихся на одну субмикротрещину. Второй член в подынтегральном выражении записан для математической корректности (считается, что при начальной температуре скорость трещинообразования равна нулю).

Из (7) видно, что основной вклад в поглощение в волне вносят участки, где температура близка к максимальному значению. Поэтому (6) можно приближенно записать

$$q = \lambda \frac{dT}{dr}. \quad (8)$$

Проинтегрировав правую и левую части (5) по  $r$ , используя уравнение (8), получаем

$$q_0 = \lambda \int_{T_H}^{T^*} K(T) dT. \quad (9)$$

Подставляем (7) в (9), выносим  $\frac{dr}{dT}$  из-под знака интеграла, учитывая, что в первом приближении область энерговыделения можно считать поверхностью взрыва, на которой выполняется соотношение  $\lambda \frac{dT}{dr} = c\rho u (T^* - T_H)$ . Используя преобразование Франк-Каменецкого и считая термонапряжения  $\sigma_{\theta\theta}$  (способные достигнуть величины, близкой к пределу текучести ВВ) зависящими от разности  $T^* - T_H$ , окончательно находим

$$q_0^3 = A \lambda^2 c \rho T^{*3} / b^2 \cdot x \Pi, \quad (10)$$

где

$$\Pi = e^{-b} \left[ (1 - e^{-bx}) - \frac{1}{2x} e^{-bx} (1 - e^{-2bx^2}) \right] - 0,5 b^2 x^2 e^{-b - \frac{\gamma \sigma_{\theta\theta}}{RT_H}};$$

$$b = \frac{u_0 - \gamma \sigma_{\theta\theta}}{RT^*}; \quad A = \frac{\sigma_{ng} N_0}{\tau_0}; \quad x = \frac{T^* - T_H}{T}.$$

Уравнение (10) совместно с уравнением

$$u = \frac{q_0}{c \rho T^* x} \quad (11)$$

полностью решают задачу определения  $T^*$  и  $u$  в зависимости от параметров задачи.

При некотором  $q_0$  величина  $T^*$  достигает значения  $\bar{T}$ , при котором процесс трещинообразования не реализуется. Можно показать, что дальнейшее увеличение  $q_0$  ведет к росту скорости волны поглощения и уменьшению ее оптической толщины. Поэтому часть излучения проходит волну, нагревая включение.

Из уравнений (10), (11) можно определить зависимость скорости волны от начальной температуры

$$u^3 = \frac{A \lambda^2}{(c \rho x b)^2} \Pi. \quad (12)$$

Поскольку при  $x \rightarrow 0$   $\Pi \rightarrow \text{const } e^{-bx^3} + 0(x^4)$ , то из (12) следует, что  $u \rightarrow 0$ . Таким образом, повышение начальной температуры, с одной стороны, способствует ускорению химической реакции, а с другой — сдерживает развитие процесса трещинообразования. Это согласуется с результатом работы [1], в которой не обнаружено влияние нагрева на порог инициирования азидов свинца гигантским лазерным импульсом.

При воздействии на ВВ миллисекундного лазерного импульса матрица вблизи включения прогревается, что приводит к снижению термонапряжений. Процесс трещинообразования не идет, и зажигание происходит по обычному тепловому механизму в результате теплообмена между включением и окружающим ВВ.

Прессование азидов серебра и свинца сопровождается частичным разложением ВВ с выделением металлической фазы [1, 2]. Вероятно, этот процесс обусловлен электронной эмиссией при растрескивании кристаллов [11]. Образовавшиеся продукты разложения способствуют увеличению размеров включения, что может быть одной из причин гистерезиса зависимости энергии инициирования от давления. Другой причиной гистерезиса может быть увеличение структурного фактора  $\gamma$ , связанное с ростом дефектности матрицы вблизи включения при прессовании ВВ [9]. Рост  $\gamma$  ведет к уменьшению эффективной энергии активации трещинообразования и в соответствии с (12) к увеличению скорости волны поглощения.

Из сказанного следует, что термонапряжения, возникающие при лазерном воздействии, могут играть существенную роль в процессе луженого зажигания ВВ.

*Поступила в редакцию 31/VIII 1983,  
после доработки — 12/VII 1984*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4.
2. Ю. Ф. Карабанов, В. К. Боболев. Докл. АН СССР, 1981, 256, 5.
3. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1982, 18, 2.
4. А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, А. С. Цаприлов. Квантовая электроника, 1981, 8, 4.
5. В. С. Нечитайло. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, 46, 6.
6. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
7. С. Е. Weir, S. Blok, G. J. Piermariny. J. Chem. Phys., 1970, 53, 11.
8. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
9. М. А. Гезалов, В. С. Куксенко, А. И. Слуцкер. ФТТ, 1972, 14, 2.
10. Б. В. Дерягин, Н. А. Кротова, В. П. Смилга. Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1973.
11. М. И. Молоцкий. VII Всесоюзное совещание по кинетике и механизму реакций в твердом теле. Черногоровка, 1978.

#### О КИНЕТИКЕ ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СМЕСИ СО С N<sub>2</sub>O В УСЛОВИЯХ ГДЛ

*С. И. Крючков, Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков  
(Москва)*

В работах [1, 2] обнаружено повышение коэффициента усиления  $K_0$  в СО<sub>2</sub>-ГДЛ за счет выделения химической энергии в результате протекания соответственно реакций  $\text{CO} + \text{O}_2 + \text{N}_2$  и  $\text{CO} + \text{N}_2\text{O}$ , проходящих в расширяющемся потоке газа, в колебательные степени свободы СО<sub>2</sub>. Величина  $K_0$  увеличивалась на 20—40% при расширении реагирующей смеси  $\text{CO} + \text{N}_2\text{O}$  по сравнению с инертной смесью сравнения, моделирующей ее конечный состав [2]. Дальнейшие исследования сверхравновесной накачки асимметричной моды СО<sub>2</sub> в реагирующей смеси  $\text{CO} + \text{N}_2\text{O}$  проведены в [3]. На основе полученных данных высказано предположение,