

7. M. C. Burrows, A. P. Kurkov. AIAA Paper, 1971, N 721.
8. В. И. Головичев.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
9. J. S. Evans, C. J. Schexnayder. AIAA J., 1980, 18, 2.
10. В. Р. Кузнецов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.

## ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫМ МОНОИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*В. Е. Александров, А. В. Долголаптев,  
В. Б. Иоффе, Б. В. Левин  
(Люберцы)*

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал по воспламенению химически активных пористых систем лазерным моноимпульсным излучением по методическому подходу крайне разрожден, что создает трудности при анализе результатов, полученных различными исследователями.

В настоящей работе предпринимается попытка выявления связи между параметрами, характеризующими воздействие, и собственными свойствами системы. Рассматриваются результаты опытов с рядом вторичных ВВ, в которых использовалось излучение лазеров, работающих в режиме модулированной добротности резонатора с длительностью импульса 30—50 нс. Во всех опытах облучаемая поверхность была экранирована оптическим стеклом, затрудняющим газодинамическую разгрузку очага воспламенения.

Эксперименты показывают, что при плотности энергии излучения, близкой к порогу воспламенения, на внутренней поверхности экрана появляются следы испарения ВВ, при этом начальные размеры зоны испарения примерно соответствуют размеру облучаемого пятна  $d_n$  на поверхности ВВ. Как видно из типичной фоторегистрограммы процесса (на примере тэна насыпной плотности), воспламенение происходит в непосредственной близости от поверхности контакта оптического экрана с веществом (рис. 1). Малая интенсивность свечения в зоне воспламенения также свидетельствует в пользу предположения о том, что воспламенение происходит в газовой фазе. Скорость процесса растет и через 3—5 мкс выходит на режим стационарной детонации.

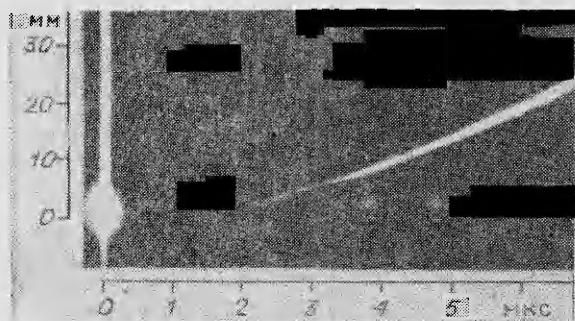


Рис. 1. Фоторегистрограмма процесса воспламенения тэна насыпной плотности на пороге воспламенения.

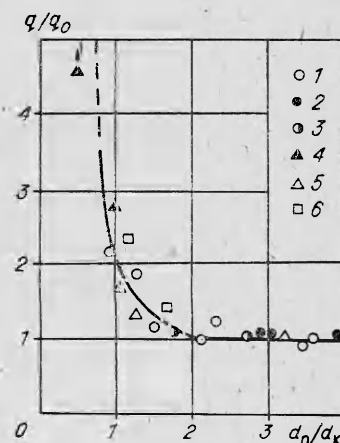
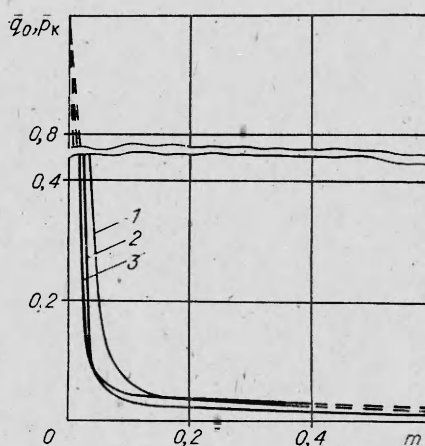


Рис. 2. Зависимость относительной критической плотности энергии воспламенения  $q/q_0$  от отношения  $d_n/d_k$ .  
1 — тэн при плотности  $\rho=1$  г/см<sup>3</sup>; 2 — тэн,  $\rho=1,4$  г/см<sup>3</sup>; 3 — тэн,  $\rho=1$  г/см<sup>3</sup> [5]; 4 — тетрил,  $\rho=1,1$  г/см<sup>3</sup> [5]; 5 — гексоген,  $\rho=1,2$  г/см<sup>3</sup> [4].

Рис. 3. Влияние пористости системы на относительные критические параметры ее воспламенения лазерным моноимпульсным излучением  $\bar{q}_0$  (1) и ударной волной  $\bar{p}_k$  (2, 3).

1 — тэн; 2 — гексоген; 3 — тротил.



Восприимчивость ВВ в общем случае зависит от условий, в которых она определяется. Рассматривая восприимчивость к лазерному излучению, можно свести вопрос к совместному рассмотрению двух основных групп факторов, первая из которых характеризует излучение, а вторая — собственные свойства среды<sup>1</sup>.

Влияние длительности моноимпульса лазерного излучения на критическую плотность энергии воспламенения по данным работы [1] можно считать несущественным, однако следует подчеркнуть, что это справедливо, по-видимому, при длительностях моноимпульса, не превышающих времени задержки воспламенения. Другим важным фактором, оказывающим влияние на восприимчивость ВВ к лазерному излучению, является размер облучаемой зоны  $d_n$ . В связи с тем, что имеется известный параллелизм между процессом перехода горения в детонацию и детонационной способностью [2], соотнесем  $d_n$  с критическим диаметром детонации  $d_k$ . Это позволяет получить обобщенную зависимость

$$\frac{q}{q_0} = 1 + \frac{A}{(d_n/d_k)^3}, \quad (1)$$

удовлетворительно аппроксимирующую экспериментальные результаты для различных ВВ, где  $A$  — постоянный коэффициент, а  $q_0$  — асимптотическое значение критической плотности энергии при  $d_n/d_k \rightarrow \infty$ . Следует оговориться, что указанная зависимость справедлива при  $d_n > 3d_k$  для индивидуальных ВВ (рис. 2), в этом случае  $A \approx 1$ , и при  $d_n > 5d_k$  для смесевых ВВ ( $A \approx 6$ ). Здесь  $d_n$  — диаметр образца.

Используя выражение (1), можно провести минимизацию критической энергии лазерного моноимпульса по величине

$$E_{\min} = 1,5A^{2/3}q_0d_k^2, \quad (2)$$

при этом оптимальный размер облучаемой зоны  $d_n^0 = 0,8A^{1/3}d_k$ ;  $E_{\min}$  — параметр, представляющий наибольший практический интерес. Он определяется, как следует из (2), величинами  $q_0$  и  $d_k$ . Имеется определенная аналогия с выводами, полученными ранее в работе [3] при оценке минимальных воздействий для случая механического удара, поэтому важно знать, как эти параметры меняются с изменением пористости  $m$  и размера частиц ВВ.

На рис. 3, 1 на примере тэна показана типичная зависимость относительной (по отношению к величине  $q_0$ , полученной линейной экстраполяцией для значения  $m = 0$ ) критической плотности энергии воспламенения  $\bar{q}_0$  от пористости ВВ  $m$ , построенная по собственным экспериментальным результатам, а также данным [4, 5], обработанным с помощью уравнения (1). Там же для сравнения (кривые 2, 3) приведены зависимости  $\bar{p}_k(m)$ , полученные для гексогена и тротила (с размером частиц  $< 100$  мкм) при ударно-волновом воздействии [6]. Подобный характер зависимости  $\bar{p}_k(m)$  сохраняется и для смесевых систем, о чем свидетельствуют данные работы [7] для стехиометрической смеси перхлората аммония с полистиролом.

<sup>1</sup> Под восприимчивостью ВВ к лазерному воздействию обычно понимается величина критической плотности энергии лазерного моноимпульса  $q$ .

Из рис. 3 видно, что с уменьшением пористости восприимчивость ВВ как к лазерному, так и к ударно-волновому воздействию ухудшается, что проявляется особенно сильно при  $m < 0,05 \div 0,10$ . Несмотря на различие в способе воздействия, величины, полученные для указанных ВВ, расположились на графике довольно близко. Это позволяет в дальнейшем для приближенной оценки использовать обобщенное выражение

$$\bar{q}_0 = a/m, \quad (3)$$

где  $a \approx 6 \cdot 10^{-3}$  в области  $0 < m < 0,5$ , наиболее широко используемое при решении практических задач.

Аналогичным образом рассмотрим характер влияния пористости на критический диаметр детонации. Как показывает анализ многочисленных экспериментальных данных [8—14], имеются два основных вида зависимости  $d_k(m)$ , которые можно формализовать в виде

$$\bar{d}_{k1} = \alpha m + 1, \quad (4)$$

$$\bar{d}_{k2} = (1 - m)^\beta, \quad (5)$$

где  $d_{k1}$ ,  $d_{k2}$  — относительное изменение критического диаметра детонации (по отношению к величине  $d_k$ , полученной экстраполяцией и соответствующей  $m = 0$ );  $\alpha$ ,  $\beta$  — постоянные, характеризующие кинетику разложения данного ВВ с заданным размером частиц, индексы 1 и 2 соответствуют индивидуальным и смесевым системам.

Используя (2)—(5), получим выражения

$$\bar{E}_{min1} = a(\alpha m + 1)^2/m, \quad (6)$$

$$\bar{E}_{min2} = a(1 - m)^{2\beta}/m, \quad (7)$$

характеризующие связь между минимальной энергией воспламенения ВВ лазерным моноимпульсом, пористостью и размером кристаллов.

Диапазон изменения  $\alpha$  и  $\beta$  можно оценить по результатам обработки экспериментальных зависимостей  $d_k(m)$  для типичных индивидуальных и смесевых ВВ [8—14]. К примеру, для большинства индивидуальных вторичных ВВ с дисперсностью, близкой к технологической, величина  $\alpha$  не превышает 30—40. Для порошкообразных смесевых ВВ значение показателя степени  $\beta$  изменяется от 1,5 до 3,0.

Анализ показывает, что значения функций в (6) и (7) сближаются с уменьшением пористости, несмотря на различие в размере частиц ВВ, т. е. в величине коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ , что может быть связано с разрушением частиц в процессе прессования. Функции семейства (6), характеризующие индивидуальные ВВ, имеют минимумы, положение которых определяется значением  $m = 1/\alpha$  и которые по мере увеличения размера кристаллов (увеличение коэффициента  $\alpha$ ) становятся более выраженными.

Индивидуальные и смесевые системы принципиально различаются между собой. Если для первых в ряде случаев прессованием можно добиться 3—4-кратного снижения минимальной энергии воспламенения, то для вторых, напротив, имеет место резкое возрастание  $\bar{E}_{min}$ , что объясняется затрудненным характером протекания процессов диффузии, во многом определяющих кинетику взрывчатого разложения смесевых систем.

Несмотря на известную приближенность использованного подхода, он позволяет объяснить некоторые экспериментально выявленные тенденции и более осознанно подойти к реализации практических задач и анализу полученных результатов.

Поступила в редакцию 17/VIII 1983,  
после доработки — 11/III 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Волкова и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 760.
2. А. Я. Ашин, Н. Ф. Велина. — В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
3. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968.

4. L. C. Yang, V. J. Menichelli. Appl. Phys. Let., 1971, 19, 11, 473.
5. L. C. Yang, V. J. Menichelli. 6-th Symp. (Internat.) on Detonation. V. 2. California, 1976.
6. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников.— В кн.: Взрывное дело, № 68/25. М.: Недра, 1970.
7. А. Ф. Беляев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
8. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория ВВ. М.: Оборонгиз, 1960.
9. Ф. А. Баум и др. Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах. М.: Недра, 1969.
10. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
11. Б. Н. Кутузов и др. Взрывные работы в опасных условиях угольных шахт. М.: Недра, 1979.
12. К. К. Андреев, В. Г. Хотин.— В кн.: Взрывное дело, № 52/9. М.: Недра, 1963.
13. А. И. Гольбиндер, Л. М. Светлова, В. Ф. Тышевич.— Там же.
14. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.

### ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПММА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. Э. Аверсон, М. В. Алексеев, В. П. Борисов, В. Д. Кочаков  
(Чебоксары)

Изучению горения полимерных материалов, ориентированных под различными углами по отношению к направлению силы тяжести, посвящено большое количество работ [1—7]. В них рассматривается в основном влияние угла наклона на скорость горения [1—5] либо на условия потухания. Однако достаточно подробного анализа роли пространственной ориентации на воспламенение и движение продуктов газификации в литературе найти не удалось. В то же время эта проблема актуальна как с точки зрения пожаробезопасности, так и выяснения механизма возникновения пламени.

Данная работа посвящена исследованию влияния тепло- и массообмена на условия появления пламени в зависимости от ориентации поверхности полимера относительно направления силы тяжести. Эксперименты проводили при атмосферном давлении в воздухе на установке, включающей лазер на  $\text{CO}_2$  и электромеханический затвор с блоком формирования длительности импульса. Плотность потока излучения задавалась от 20 до 200  $\text{Вт/см}^2$ . Процесс визуализировался интерференционным методом и регистрировался кинокамерой СКС-1М. Образцы полимера размером  $20 \times 30 \text{ см}^2$  и толщиной не менее 1 см облучали перпендикулярным к поверхности лучом лазера диаметром 0,5—1,5 см. Наклон образцов относительно направления силы тяжести меняли от «напольного» (излучение сверху,  $\varphi=0$ ) до «потолочного» (излучение снизу,  $\varphi=\pi$ ) положения. Воспламенение фиксировалось по появлению пламени.

На рис. 1 приведены зависимости времени задержки воспламенения полиметилметакрилата (ПММА) от угла ориентации при различных значениях теплового потока. Из рисунка видно, что при превышении некоторого критического угла  $\varphi$  время задержки воспламенения  $t$  резко увеличивается.

Для выяснения причин обнаруженного эффекта проведены исследования структуры потока продуктов

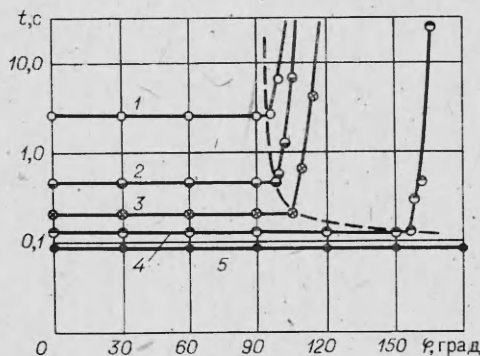


Рис. 1. Зависимость времени задержки воспламенения  $t$  от угла наклона  $\varphi$ . Плотность потока,  $\text{Вт/см}^2$ : 1 — 40, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 120, 5 — 180.