

казывает определенную однозначность поведения скорости горения такой системы при уменьшении ρ_0 как в специальных опытах, так и в случае горения, сопровождающегося удлинением образца (определяемым в данном случае толщиной поджигающей таблетки). По-видимому, и для многих других безгазовых систем, заключенных вместе с поджигающей таблеткой, имеющей «податливые» продукты горения, в жесткую оболочку с газовыводом со стороны таблетки, следует ожидать наличия зависимости $u(h)$, обуславливающей глубину перераспределения плотности в зоне фронта горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. Закономерности и механизм горения пиротехнических смесей титана и бора/АН СССР. ОИХФ.—Препр.—Черноголовка, 1978.
2. Мучник С. В., Лыничак К. А., Дубов А. П. Образование фосфида CO_2P в режиме горения // ФГВ.—1983.—19, № 1.—С. 39.
3. Рогачев А. С., Шкиро В. М., Чаусекая И. Д. и др. Безгазовое горение в системе титан — углерод — никель // ФГВ.—1988.—24, № 6.—С. 86.
4. Филоненко А. К., Бунин В. А., Вершинников В. И. // Хим. физика.—1982.—№ 2.—С. 260.
5. Филоненко А. К., Вершинников В. И. // Там же.—1984.—3, № 3.—С. 430.
6. Щербаков В. А., Сычев А. Е., Штейноерг А. С. Макрокинетика дегазации в процессе СВС // ФГВ.—1986.—22, № 4.—С. 55.
7. Вершинников В. И., Филоненко А. К. О зависимости скорости безгазового режима горения от давления // Там же.—1978.—14, № 5.—С. 42.
8. Найбороденко Ю. С., Касацкий И. Г., Лавренчук Г. В. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем: Материалы VI Всесоюз. симп. по горению и взрыву.—Черноголовка, 1989.
9. Шкиро В. М., Боровинская И. П. // Процессы горения в химической технологии и металлургии/Под ред. А. Г. Мержанова.—Черноголовка, 1975.

г. Москва

Поступила в редакцию 29/XI 1989,
после доработки — 31/VIII 1990

УДК 662.215.1

А. Д. Зинченко, В. И. Сдобнов, В. И. Таржанов,
Б. Б. Токарев, А. И. Погребов

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПОРИСТОЕ ВВ БЕЗ ЕГО ИНИЦИИРОВАНИЯ

Изучены кратерообразование в образцах пористых ВВ, изменение светопропускания тонких слоев ВВ и искажение формы световых импульсов, пропущенных ими, при плотностях энергии лазерного излучения, не приводящих к инициированию ВВ. Показано, что эти явления — следствие оптического пробоя диэлектрика (ВВ), процесса, разграничивающего по плотности энергии излучения диапазоны линейного и нелинейного взаимодействия света с ВВ.

В работах [1—8] рассматривается воздействие лазерного излучения на ВВ с энергией в импульсе, близкой и выше пороговой (критической) энергии инициирования (зажигания). Представляет интерес изучение лазерного воздействия на ВВ и при меньших значениях энергии, при которых могут наблюдаться [2] такие явления, как образование кратеров (каверн) и снижение коэффициента отражения ВВ.

В данной работе исследовалось образование кратеров в порошкообразных подпрессованных ВВ, светопропускание в тонких слоях и форма лазерного импульса, пропущенного слоями, при энергиях в импульсе воздействия, меньших энергии инициирования.

Постановка экспериментов аналогична [4]. Использовался лазер на неодимовом стекле в режиме модуляции добротности резонатора с импульсами длительностью $35 + 5$ нс с энергией до $E = 4,5$ Дж ($\lambda = 1,06$ мкм). Величина E измерялась измерителем энергии ИКТ-1М. Светопропускание слоев ВВ изучали при помощи фотометрического шара,

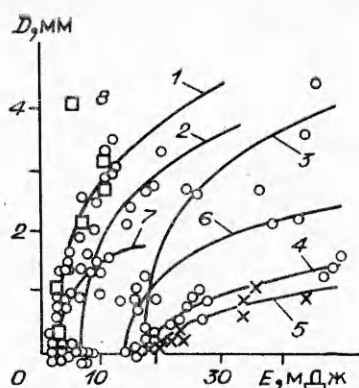


Рис. 1. Диаметр кратера для тэна (1-5), тротила (6, 7) и гексогена (8).
 S , $\text{см}^2/\text{г}$: 1-5 — 3700, 6, 7 — 4300, 8 — 4100; ρ , $\text{г}/\text{см}^3$: 1-3 — 0,9, 4 — 1,2, 5 — 1,4, 6, 7 — 0,9, 8 — 0,9; d , мм: 1, 7 — 0,1, 2 — 0,26, 3 — 6 — 0,47.

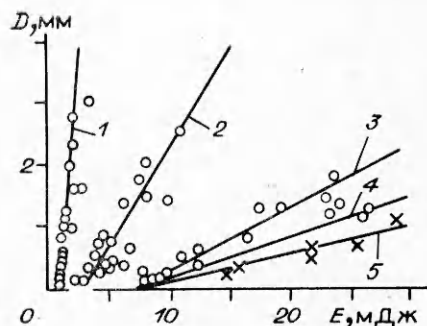


Рис. 2. Зависимость $D(E)$ для тэна; $S = 22000 \text{ см}^2/\text{г}$.
 ρ , $\text{г}/\text{см}^3$: 1-3 — 0,65, 4 — 0,9, 5 — 1,1; d , мм: 1 — 0,1, 2 — 0,26, 3 — 0,47, 4, 5 — 0,47.

ФЭУ и осциллографа С1-14. Форма лазерных импульсов, падающих на слой ВВ и пропущенных им, регистрировалась коаксиальными фотоэлементами ФЭК-09 и осциллографом С1-14. Распределения плотности энергии W по области воздействия измеряли по методу [4] и аппроксимировали гауссовыми функциями. Величина W характеризуется значениями эффективного диаметра. Диаметр кратеров D измеряли на микроскопе БМИ-1.

Образование кратеров наблюдается при подаче на ВВ энергии E , большей некоторой пороговой E_* . В случае $E \approx E_*$, когда размеры кратера меньше области воздействия излучения, кратеры конусообразны. При увеличении подаваемой в импульсе энергии объем кратера растет и его форма становится полусферической.

Зависимости $D(E)$ для ВВ с дисперсностью $S \approx 4000 \text{ см}^2/\text{г}$, удовлетворительно аппроксимируются кубическими параболоми (рис. 1), следующими из рассмотрения камуфлетного взрыва [9]. Те же зависимости для тэна с $S = 22000 \text{ см}^2/\text{г}$ (рис. 2) аппроксимируются прямыми, что свидетельствует о большей сложности процесса кратерообразования¹.

Наблюдается отличие зависимостей $D(E)$ для тротила от таковых для тэна и гексогена при одной плотности образцов и близких дисперсностях. Отличен и внешний вид кратеров в тротиле. Если в тэне и гексогене кратеры осыпные, без следов плавления, то в тротиле стенка кратера оплавлена на глубину 0,04—0,07 мм. Кроме того, вблизи подложки кратер ступенчато уширен и не оплавлен. Отсюда заниженность размеров кратеров в тротиле можно объяснить затратой части введенной энергии на его плавление в расходящейся волне сжатия — растяжения. Ступенчатость кратеров, по-видимому, связана с затрудненностью плавления вблизи стеклянной подложки из-за теплоотвода. При макроскопическом обследовании состояния внутренней поверхности стеклянной подложки над образовавшимся в тэне кратером обнаружены мелкие капельки расплава тэна, а также тонкие морозные узоры сконденсировавшегося испаренного тэна. Это свидетельствует о плавлении и испарении тэна, по крайней мере, в области воздействия лазерного импульса.

Из рис. 1, 2 следует зависимость значений E_* от d , S и типа ВВ и постоянство E_* при изменении ρ в случае постоянной дисперсности. E_* падает при уменьшении d (рис. 3) для всех S , однако при этом пороговая плотность энергии W_* в области воздействия растет от некоторых постоянных значений $W_{*\infty}$, своих для каждой дисперсности.

¹ Возможен, например, энергетический вклад развивающихся при $E > E_*$ химических реакций разложения тэна.

Рис. 3. Зависимости $E_*(d)$ и $W(d)$ для S , $\text{см}^2/\text{г}$: 1 — 3700, 2 — 8200, 3 — 12 000, 4 — 22 000; линии — расчет по (1).

Полученный по тэну экспериментальный материал хорошо описывается выражениями

$$\frac{W_*}{W_{*\infty}} = 1 + \left(\frac{0,162}{d} \right)^2, \quad (1)$$

$$W_{*\infty}(S) = 3,76 + 7,29e^{-0,0196S^2},$$

где d — диаметр области воздействия на ВВ излучения, мм; $W_{*\infty}$ — в Дж/см²; $S = 10^3 \text{ см}^2/\text{г}$; $W_* = 4E_*/\pi d^2$.

Светопропускание тонких слоев тэна изучено параллельно с кратерообразованием. В случае малых W наблюдается закономерное падение коэффициента пропускания слоев ВВ T с увеличением их толщины Δ (рис. 4). Для больших значений W кривые светопропускания эквидистантно понижаются (при $\Delta \geq 0,1$ мм). Это говорит о том, что вблизи подложки в слоях ВВ толщиной $\leq 0,05$ мм при некоторых значениях плотности энергии, своих для каждой дисперсности, возникает зона сильного светопоглощения (так как и коэффициент отражения ВВ при этом снижается). На рис. 5 видно, что порог резкого роста поглощения света для тэна с $S = 3700$ и $12\,000 \text{ см}^2/\text{г}$ составляет соответственно 9 и 4 Дж/см².

Форма лазерных импульсов, пропущенных тонкими слоями тэна, отличается от формы импульсов падающего излучения. При приведении этих импульсов к одной амплитуде (рис. 6) выявляется «укороченность» пропущенного слоем ВВ импульса, тем большая, чем выше плотность энергии излучения за импульс. Точка начала срезания импульса смещается к его началу с ростом W . Мгновенное светопропускание слоя, вычисляемое как отношение ординат формы рассматриваемых импульсов, снижается по мере ввода энергии (см. рис. 6). Это свидетельствует о резком изменении характера поглощения света в ВВ в некоторый момент времени при достижении мощностью P излучения некоторого порогового значения и о дальнейшем плавном росте поглощения в течение импульса.

Сопоставление всех приведенных результатов показывает, что пороги кратерообразования и резкого изменения светопропускания слоев ВВ, а также точка начала укорочения импульсов совпадают в пределах точности измерений. Это значит, что разными методами наблюдается одно явление — смена линейного режима взаимодействия лазерного излучения

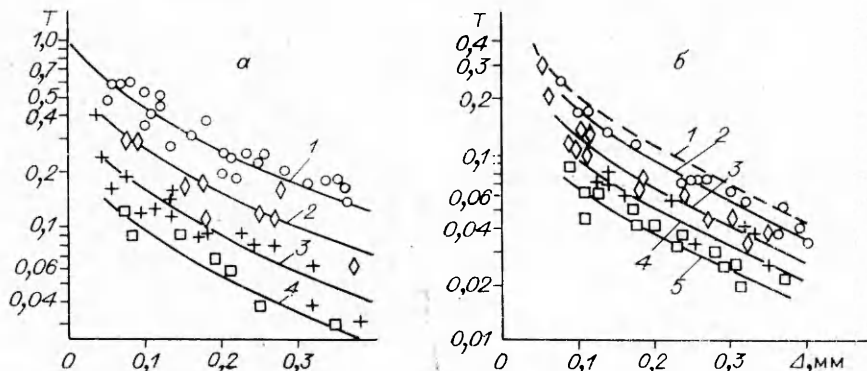
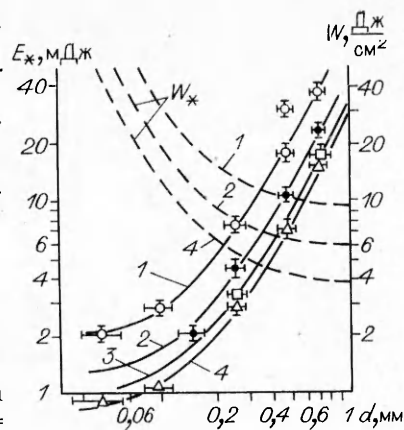


Рис. 4. Светопропускание слоев тэна при $S = 3700$ (а) и $12\,000 \text{ см}^2/\text{г}$ (б); $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$; W , Дж/см²: а — 8,8 (1), 14,5 (2), 21,1 (3), 30,9 (4); б — 4,5 (1), 9,14 (2), 15,5 (3), 19,8 (4), 30 (5).

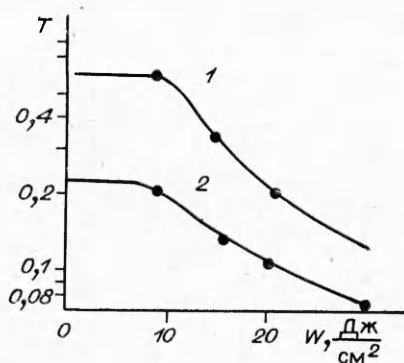


Рис. 5. Зависимость светопропускания слоев тэна ($\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$) от плотности падающей энергии.

1 — $S = 3700 \text{ см}^2/\text{г}$, $\Delta = 0,06 \text{ мм}$; 2 — $S = 12\,000 \text{ см}^2/\text{г}$, $\Delta = 0,08 \text{ мм}$.

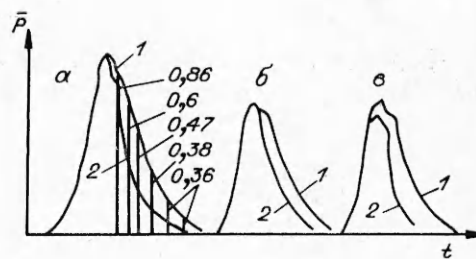


Рис. 6. Сравнение световых импульсов, прошедших слоем тэна толщиной 0,1 мм, и эталонных при $d = 0,47 \text{ мм}$.

1 и 2 — эталонный и прошедший импульсы соответственно; S , $\text{см}^2/\text{г}$: 3700 (а), 12 000 (б, в); ρ , г/см^3 : 0,9 (а), 0,7 (б, в); W , Дж/см^2 : 18 (а) 12,2 (б) и 20 (в).

с веществом нелинейным. Заметив, что постановка опытов по кратерообразованию и определению оптической прочности диэлектриков (см., например, [10—12]) идентична, можно утверждать, что пороги кратерообразования — это значения оптической прочности образцов порошкообразных ВВ.

Таким образом, наблюдается оптический пробой диэлектрика (ВВ), когда при $W > W_*$ или $P > P_*$ в зоне воздействия излучения лавинообразно нарастает число свободных носителей электрического заряда [10, 11]. Первопричина визуальной наблюдаемой вспышки и изменения оптических характеристик — фотоионизация ВВ в поверхностном слое, обусловленная наличием примесных и поверхностных уровней в запрещенной зоне. Высокой дисперсностью ВВ, связанной с весьма развитой поверхностью, и высокой степенью искаженности кристаллической структуры с наличием большого числа точечных дефектов и дислокаций обеспечивается низкий уровень оптической прочности по сравнению с уровнем сплошных недисперсных пластмасс.

Закономерен вопрос — а не являются ли наблюдаемые процессы следствием возникновения и развития химической реакции разложения ВВ? Нет, не являются. Чтобы «запустить» химическую реакцию, ВВ надо макроскопически прогреть, а это невозможно до оптического пробоя (при $E \leq E_*$) и сопровождающего его необходимого возрастания показателя поглощения ВВ. О независимости этих явлений от реакции свидетельствует близость порогов кратерообразования в существенно химически различных ВВ (тэн, гексоген, тротил) с сильно различающимися энергиями лазерного инициирования [6].

Роль воздуха в порах ВВ при пробое образцов ВВ ничтожна. Об этом говорят проведенные опыты с заполнением образцов аргоном (10^5 Па) и с их вакуумированием до $2,7 \text{ Па}$, не показавшие какого-либо отличия в характере кратерообразования. В случае же определяющей роли пробоя газа различия должны были бы быть существенными, так как пробойные плотности потока энергии в аргоне и воздухе при атмосферном давлении отличаются более чем на порядок, а при снижении давления воздуха на пять порядков отличие примерно два порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // ФГВ.— 1966.— 2, № 3.— С. 132.
2. Галеев И. А., Зайцев Б. Н. Об отражательной способности ВВ // Там же.— 1969.— 5, № 3.— С. 447.

3. Бриш А. А., Галеев П. А., Зайцев Б. Н. и др. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Там же.— 1969.— 5, № 4.— С. 475.
4. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин П. В. и др. Временные характеристики инициирования тэна лазеризлучением // Там же.— 1977.— 13, № 5.— С. 760.
5. Волкова А. А., Куропатенко В. Ф., Першина А. В. и др. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
6. Yang L. C., Menichelli V. J. // 6th Symp. (Int.) on Detonation.— V. 2.— California, 1976.
7. Александров В. Е., Долголаптев А. В., Иоффе В. Б. и др. Воспламенение пористых систем лазерным моноимпульсным излучением // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.— С. 58—61.
8. Александров Е. П. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
9. Родионов В. П., Адушкин В. В., Костюченко В. И. и др. Механический эффект подземного взрыва.— М.: Недра, 1971.
10. Калмыков А. А., Розенталь Г. П., Рыбаков В. А. Поверхностные явления при действии излучения лазера на прозрачные диэлектрики // ПМТФ.— 1971.— № 2.
11. Данилейко Ю. К., Маненков А. А. и др. // ЖЭТФ.— 1972.— 63, № 3(9).
12. Маненков А. А. // Тр. ФИАН.— 1978.— Т. 101.

г. Челябинск

Поступила в редакцию 19/IV 1990

УДК 662.612.32

В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский

О ВЛИЯНИИ ЛЕТУЧИХ НА ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСЕЙ УГОЛЬНЫХ ПЫЛЕЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Приведены результаты экспериментального исследования динамики образования и особенностей воспламенения в УВ газовзвесей угольных пылей дисперсностью < 40 мкм и с содержанием летучих 9, 26 и 55 %. Определены задержки воспламенения τ_{ig} угольных пылей в воздухе и чистом кислороде в диапазоне чисел Маха падающей УВ 2,6—4,0. Установлено, что на величину τ_{ig} , а также на характер зависимости $\tau_{ig}(1/T)$ существенное влияние наряду с кинетикой воспламенения летучих оказывает кинетика выхода летучих. Получено аппроксимационное выражение для τ_{ig} как функции содержания летучих, температуры среды и парциального давления кислорода.

В связи с возрастающим вниманием к проблеме взрывобезопасности при работе с порошковыми и пылевидными горючими материалами большой интерес проявляется к исследованиям процессов воспламенения, горения и детонации газовзвесей органических пылей в ударных волнах (УВ) [1—8]. Известно, что характеристики воспламенения и взрывчатые свойства органических пылей в значительной степени зависят от количества и состава летучих, образующихся при термическом разложении топлива. Особенно это относится к пылям каменных углей, у которых содержание летучих колеблется в широких пределах. К настоящему времени механизмы воспламенения органических пылей в УВ изучены менее полно, чем газовых смесей, и многие вопросы остаются еще недостаточно ясными. В частности, не исследовано влияние летучих на задержки воспламенения газовзвесей угольных пылей в УВ.

Аппаратура и методы диагностики

Опыты проводили на ударной трубе [8]. Длина секций высокого и низкого давления составляла соответственно 1,5 и 5 м, сечение канала — 52×52 мм. В качестве толкающего газа использовали гелий при давлении $p_4 = 2,5 \div 5,0$ МПа, рабочий газ — кислород или воздух при $p_1 = 0,01 \div 0,6$ МПа, диапазон чисел Маха падающей УВ $M = 2,5 \div 4,0$. Параметры газа за падающей и отраженной УВ определяли по таблицам [9, 10], рассчитанным для реального газа с учетом температурной зависимости показателя адиабаты. Давление толкающего и рабочего газа подбирали таким образом, чтобы независимо от M давление за фронтом отраженной УВ было постоянным ($p_5 = 2,3$ МПа). Исследования выполнены с пылями черных коксующихся углей с содержанием летучих