

и локализации продуктов распада на деформационных дефектах (рис. 7).

Характер представленных экспериментальных зависимостей позволяет утверждать, что инициирование детонации азидов свинца происходит по механизму ударной ионизации, развивающейся в ДСП. Природа ДСП связана либо с образованием областей приконтактного обеднения основными носителями заряда (создание барьеров типа Шоттки [12]), либо захватом носителей заряда на дефектах кристаллической структуры (типа оборванных некомпенсированных связей в полосах скольжения или катионных вакансий). В том и другом случае образуется электрически активная структура типа $p-n-p$ или $p-p^+-p$.

Тепловые эффекты при электрополевом инициировании азидов играют роль только на конечных стадиях развития пробоя, когда концентрация свободных носителей заряда (в силу дырочной природы $\beta\text{-PbN}_6$ — радикалов N_3^0) становится сопоставимой с их концентрацией, захваченной на ловушках. Рекомбинация локализованных и инжектированных или полученных в результате ударной ионизации дырок приводит к цепному развитию процесса детонации, сопровождающегося большим положительным тепловым эффектом.

Поступила в редакцию 18/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Сухушин, Ю. А. Захаров. Тез. докл. I Всесоюз. симп. по горению и взрыву. М.: Наука, 1968.
2. Ю. И. Сухушин, Ю. А. Захаров, Ф. И. Иванов. Химия высоких энергий, 1973, 7, 261.
3. Ю. И. Сухушин, Ф. И. Иванов, Ю. А. Захаров. Матер. Всесоюз. конф. «Физика диэлектриков и перспективы ее развития». Т. 2. Л., 1973.
4. Ю. А. Захаров, Ф. И. Иванов, Ю. И. Сухушин.— В кн.: Кинетика и механизм реакций в твердом теле. Минск, 1975.
5. Н. А. Мельников, А. Н. Гаврилин, Н. И. Димова и др. ЖФХ, 1970, XIV, 9.
6. В. В. Стеньгач. ФГВ, 1970, 6, 1, 47.
7. Ф. И. Иванов, М. А. Лукин, Г. В. Назарова.— В кн.: Нитевидные кристаллы для новой техники. М., 1979.
8. F. Hill. Nature, 1956, VII, 178.
9. Декорирование поверхности твердых тел/Под ред. Л. Д. Кисловского. М.: Наука, 1976.
10. Л. В. Келдыш. ЖЭТФ, 1958, 34, 968.
11. В. Франц. Пробой диэлектриков. М.: ИЛ, 1961.
12. P. Mark, T. Gora. J. Solid State Chem., 1975, 15, 79.

ДВУХФАЗНАЯ НИЗКОСКОРОСТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ПОРИСТОГО ВВ

В. В. Андреев, А. П. Ершов, Л. А. Лукьянчиков
(Новосибирск)

В зарядах порошковых взрывчатых веществ диаметром $d = 2 \div 8$ мм, помещенных в оболочку малой прочности, может быть возбужден своеобразный детонационный процесс с характерной скоростью около 1 км/с [1, 2]. Волна имеет размазанный профиль с постепенным нарастанием давления [1—5]. Ведущая роль в распространении волны принадлежит потоку горячих газов, фильтрующихся из области высокого давления и поджигающих частицы вещества.

Исследование природы процесса важно для понимания преддетонационных режимов, а также для широкого круга вопросов горения в потоке. В данной работе проводится анализ физической картины рассматриваемой низкоскоростной детонации.

Эксперименты проводили с тэном при начальной пористости $\phi = 0,42$, помещенным в гильзу из оргстекла. Процесс возбуждался искровым

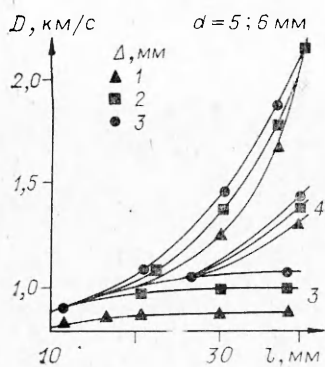


Рис. 1.

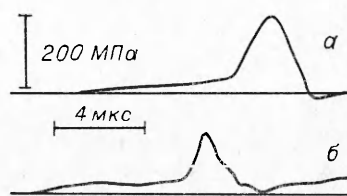


Рис. 2.

разрядом в порошке или потоком продуктов сгорания из специальной камеры. Средний диаметр частиц $l = 0,3$ мм.

На рис. 1 представлена зависимость скорости волны, наблюдаемой по боковому самосвечению, от расстояния до места инициирования. При $d \geq 4$ мм процесс ускоряется, а в тонких зарядах он стационарен. Влияние толщины оболочки Δ сравнительно слабое. Далее будем рассматривать стационарный режим со скоростью ~ 1 км/с.

Профиль массовой скорости в волне, записанный электромагнитным датчиком, изображен на рис. 2, а; такой же вид имеет осциллограмма давления рис. 2, б (пьезодатчик в боковой стенке). Максимальное давление 200 МПа. Перед основным фронтом волны виден слабый предвестник. Толщина оболочки влияет только на спад давления.

Максимальная продольная деформация сетки частиц, определенная по записи скорости, $\epsilon = 0,3$. В работе [3] показано, что при статических деформациях такой величины напряжения в порошке не превышают 10 МПа. Поэтому преимущественный вклад в давление вносит газовая фаза. Среднему давлению в волне 100 МПа соответствует плотность газа $\rho = 0,1$ г/см³ при температуре $(3 \div 4) \cdot 10^3$ К. Процесс не «проходит» через сплошную латунную перегородку толщиной 1 мм, задерживающую газовый поток, но легко передается через пробку из оргстекла толщиной 1 см с высверленным в ней каналом диаметром 1 мм, не заполненным веществом. Специальные эксперименты [2] показывают, что сама по себе волна сжатия той же крутизны и амплитуды не обеспечивает развития процесса, если исключено проникновение газов в порошок.

Установлено, что для развития низкоскоростной детонации в рассматриваемых условиях скорость инициирующего потока должна превышать 500—800 м/с. В то же время максимальное давление менее критично. Волна успешно развивается при прорыве газов через мембрану из камеры сгорания с давлением всего около 10 МПа. При более слабом поджигающем источнике не удавалось получить низкоскоростную детонацию обычным способом [6], начиная с режима послойного горения. Впереди фронта медленного горения образовывалась пробка спрессованного порошка, непроницаемого для газов, оболочка разрушалась и процесс затухал. Описанный процесс возникает без переходной стадии послойного медленного горения.

Таким образом, данные говорят о том, что ведущая роль в распространении описанного низкоскоростного процесса принадлежит фильтрующемуся из области высокого давления потоку продуктов горения. Химическая реакция идет, очевидно, в форме поверхностного горения частиц, взаимодействующих с потоком газа. Аналогичные выводы сделаны в [7] при изучении систем с более высокой пористостью.

В ускоряющемся режиме давление в волне и ее крутизна нарастают, а предвестник «съедается», пока при скорости волны 1,5 км/с не возникает скачок. Затем основную роль играет реакция за ударной волной, что характерно для большинства наблюдавшихся режимов низкоскоростной детонации.

Оценка нормальной скорости горения

Рассмотрим возможные механизмы горения. Максимальная плотность газа $0,2 \text{ г/см}^3$ соответствует примерно 3% сгоревшего вещества. При диаметре частиц $0,3 \text{ мм}$ и фронте волны горения 2 мкс средняя скорость горения оказывается 1 м/с , что на порядок больше нормальной скорости горения при среднем давлении 100 МПа [8]. Очевидно, что существенную роль играют эффекты эрозионного горения. Однако известные оценки по теории пограничного слоя [9, 10] дают увеличение скорости горения лишь в 2—3 раза при скоростях потока до 1 км/с . Опишем механизм горения, который, по мнению авторов, должен иметь место в дисперсных системах при высокой плотности и скорости потока газа.

На поверхности частицы ВВ, обдуваемой потоком горячего газа, образуется слой испаренного вещества с почти нулевой тангенциальной скоростью. Эта ситуация аналогична контактному разрыву, и можно ожидать развития волн на поверхности раздела. Наиболее важными оказываются возмущения с длиной волны порядка толщины h испарившегося слоя. Когда амплитуда волны станет порядка h , произойдет срыв гребней волн, интенсивное перемешивание испаренного вещества с горячими продуктами реакции и быстрое воспламенение. Горячие газы начнут прогревать следующий слой вещества. Циклическое повторение такого процесса обеспечивает большой градиент температуры на тонком пограничном слое и, следовательно, высокую скорость горения.

Инкремент неустойчивости возмущения с волновым вектором k равен [11]

$$\gamma = \frac{kv \sqrt{\frac{\rho}{\rho'} \operatorname{th}(kh)}}{1 + \frac{\rho}{\rho'} \operatorname{th}(kh)},$$

где ρ , v — плотность и скорость внешнего потока; ρ' — плотность испаряющегося слоя.

Волны, короткие по сравнению с h , растут очень быстро, но их срыв приведет к воспламенению малой части слоя. Поэтому наиболее важны возмущения с $kh \approx 1$, для которых время роста

$$\tau = 1/\gamma \sim \sqrt{\rho'/\rho} \cdot h/v. \quad (1)$$

Скорость v на контактном разрыве оценим, принимая линейное распределение скорости в пограничном слое толщиной δ

$$v \sim hV/\delta, \quad (2)$$

где V — скорость основного потока. Толщину пограничного слоя при интенсивном вдуве с поверхности частиц можно оценить как

$$\delta \sim ul/V \quad (3)$$

(u — скорость вдуваемого газа). Эта зависимость, как и линейное распределение скорости в слое, хорошо подтверждается экспериментом [12] при тех же числах Рейнольдса ($3 \cdot 10^5$) и параметрах вдува (1—5%). Скорость вдува определим по формуле

$$u \sim \frac{\rho'}{\rho} \cdot \frac{h}{\tau} \sim \frac{\rho'}{\rho} \sqrt{\frac{a}{\tau}}, \quad (4)$$

где a — температуропроводность продуктов реакции. Из (1)—(4) имеем выражение для скорости

$$u = (\rho'/\rho)^{1/2} (aV^2/l)^{1/3}.$$

Плотность ρ' в испаряющемся слое, промежуточная между плотностью продуктов ρ и плотностью твердого вещества ρ_s , для оценки может быть принята равной ρ . Тогда скорость горения ($u_n = \rho u/\rho_s$)

$$u_n \sim \rho/\rho_s (aV^2/l)^{1/3}. \quad (5)$$

При плотности газа $0,1 \text{ г/см}^3$ температуропроводность $a \sim 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Для $V = 1 \text{ км/с}$ и $l = 0,3 \text{ мм}$ имеем $u_n = 1 \text{ м/с}$, что хорошо согласуется с экспериментальной оценкой.

Учитывая зависимость $a \sim 1/\rho$, имеем формулу для скорости горения $u_n = 3(\rho V)^{2/3}/l^{1/3}$ (u_n — в м/с, ρ — г/см³, V — км/с, l — в мм), которая пригодна практически для любого бризантного ВВ.

Кинематическая вязкость газа $\nu \sim a$, поэтому вязкими силами, демпфирующими неустойчивость, можно пренебречь, если $kh \ll 1$. В то же время скорость горения пропорциональна $(kh)^{1/6}$, что легко получить, заменив (1) на длинноволновую асимптотику и приняв во внимание, что характерная скорость для волны длиной λ будет порядка $V\lambda/\delta$. Из-за слабой зависимости скорости горения от λ существует длина волны $\lambda > h$, когда вязкость незначительна, а скорость горения практически не уменьшается. К сожалению, последовательный расчет неустойчивости с учетом всех факторов практически невозможен.

Результаты численного моделирования

Структура стационарной одномерной волны низкоскоростной детонации рассматривалась на основе уравнений двухфазных реагирующих сред [13, 14] с законом горения (5). В системе отсчета, связанной с волной, уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{d\alpha v}{dx} &= -J, & \rho_s \alpha v \frac{dv}{dx} + \alpha \frac{dp}{dx} &= f, \\ \rho \phi u + \rho_s \alpha v &= \rho_s \alpha_0 D, \\ \rho \phi u^2 + \rho_s \alpha v^2 + p &= \rho_s \alpha_0 D^2, \\ \rho \phi u(E + u^2/2) + \rho_s \alpha v(E_s + v^2/2) + p(\phi u + \alpha v) &= \rho_s \alpha_0 D(E_s + D^2/2), \\ J &= 6\alpha \rho_s u_n/l, & f &= C\rho \phi(u - v)|u - v|/l, \\ E &= p/(\gamma - 1)\rho. \end{aligned}$$

Здесь α и ϕ — объемные доли твердой и газовой фазы; v и u — скорости; E_s и E — внутренние энергии фаз; C — коэффициент сопротивления, α_0 — исходное значение α перед волной. Содержанием газа впереди волны пренебрегаем. Напряжение, возникающее при сжатии твердой фазы, всегда в условиях расчетов мало [3] и также не учитывалось.

Зона фильтрации, в которой происходит прогрев поверхности частиц, не рассматривалась. По-видимому, эта стадия соответствует предвестнику на осциллограммах давления (см. рис. 2), а быстрый рост давления начинается после воспламенения частиц. Из условия стационарности и отсутствия газа впереди волны скорость газа u в зоне фильтрации равна нулю. Расчет начинался с точки воспламенения, в которой задавалось давление газа (10—30 МПа). Вариации начального условия практически не оказывали влияния на результаты.

На рис. 3 приведен профиль волны, рассчитанный при $C = 1$, $\gamma = 1,25$, $E_s = 4,2 \text{ МДж/кг}$. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом по

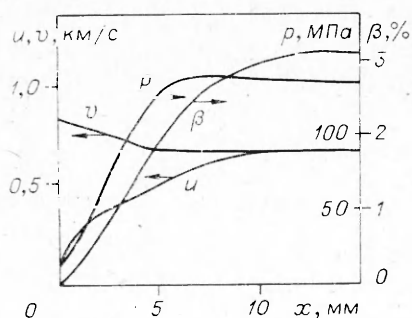


Рис. 3.

уровню давления, ширине фронта волны и конечному выгоранию β . Считалось, что реакция прекращалась в момент выравнивания скоростей фаз. Подбором скорости волны (825 м/с) можно добиться, чтобы в этой точке выполнялось условие Жуге. Разумеется, описанные расчеты носят качественный характер, так как ряд важных факторов (разлет оболочки, неоднородность реального процесса) не учтен. Тем не менее, совпадение результатов говорит в пользу предложенной модели горения.

Обсуждение результатов

Низкоскоростной двухфазный режим детонации может объясняться абляционным горением неустойчивого испаряющегося слоя вещества. Этот механизм возможен в пористых зарядах унитарного топлива при больших плотности газа и относительной скорости. Область малых скоростей обдува, когда эрозионное воздействие отсутствует, изложенная теория не описывает. По-видимому, должны существовать критические условия, при которых включается механизм неустойчивости. Эксперимент и расчет показывают, что толщина зоны реакции порядка $10l \approx 3$ мм. В зарядах большего диаметра можно ожидать искривления фронта волны, которое приводит к ее ускорению.

Следует отметить возможность альтернативного механизма, по которому в области максимального сжатия происходит дробление частиц с увеличением поверхности горения. Отсутствие экспериментальных данных не позволяет пока замкнуть эту модель.

Поступила в редакцию 2/III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Андреев, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков и др.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 10. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1972.
2. В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков. ФГВ, 1974, 10, 6, 912.
3. В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 7, Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.
4. В. В. Андреев.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1977.
5. В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков, В. В. Митрофанов, В. С. Тесленко. ФГВ, 1980, 16, 5, 153.
6. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. К. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
7. М. М. Бойко, В. М. Грамаренко, В. С. Соловьев.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1977.
8. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
9. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
10. M. K. Razdan, K. K. Kuo. AIAA J., 1979, 17, 11, 1225.
11. Л. М. Милл-Томсон. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964.
12. В. М. Ерошенко, А. Л. Ермаков, А. А. Климов и др. МЖГ, 1971, 1, 162.
13. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
14. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. М. Ахатов.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1977.

О РАЗЛОЖЕНИИ ПЕРХЛОРАТА КАЛИЯ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А. Н. Коваленко, Г. В. Иванов, В. Ф. Усов

(Томск)

Известно, что разложение веществ при ударно-волновой обработке специфично, конечные продукты реакции по составу часто иные, чем в случае медленного нагревания. Есть отличия и в характере влияния каталитических добавок на эти процессы [1]. Разложение перхлората калия $KClO_4$ при ударном сжатии ранее не изучалось, тем более — нет данных о влиянии примесей на эту реакцию. Вместе с тем известно [2], что термораспад $KClO_4$ в смесях с добавками может значительно ускоряться.

В настоящей работе изучалось влияние добавок мелкодисперсных металлов — Mg, Al, Fe, Cr, Ni на разложение $KClO_4$ под действием удар-