

15. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, № 558-80 Деп.
16. М. Каупертвейт, Дж. Розенберг.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
17. J. B. Ramsay, A. Popolato. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, Maryland, 1965.
18. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело/Под ред. Л. В. Дубнова. № 63/20. М.: Недра, 1967.
19. В. Е. Фортов, А. П. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 1, 162.
20. А. П. Погорелов, С. А. Новиков. ФГВ, 1985, 21, 4, 127.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 534.222.2

ОЦЕНКА ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ

*В. Ф. Мартынюк, Б. А. Хасанов, А. А. Сулимов, М. К. Сукоян
(Москва)*

Анализу профилей давления, измеряемых при стационарном распространении детонации в открытых зарядах конденсированных ВВ, препятствует существенная неоднородность процесса. Профили давления, получаемые в одномерном случае, обычно соответствуют нестационарным детонационным процессам, что также осложняет их обработку. Отмеченные трудности можно исключить, измеряя профиль давления в волне при детонации заряда в неразрушающейся оболочке, что почти полностью исключает боковой разлет вещества в волне.

В данной работе электромагнитным методом измерен профиль массовой скорости при детонации насыпного заряда перхлората аммония (ПХА) в неразрушающейся оболочке.

Профиль массовой скорости u в детонационной волне (ДВ) регистрировали двухплечевым электромагнитным датчиком с плечом 18 мм из алюминиевой фольги толщиной 0,15 мм. Эксперименты проводили в оболочках из нержавеющей стали с внутренним и внешним диаметрами 40 и 90 мм и длиной 250 мм. Оболочку неподвижно закрепляли в магнитном поле с напряженностью в месте установки датчика 400 Э. Неоднородность магнитного поля на длине 100 мм при диаметре наконечников полюсов 200 мм составляла 3%. Детонацию инициировали у открытого торца оболочки плоской ударной волной (УВ) треугольного профиля амплитудой 1,5—2,0 ГПа длительностью 12 мкс, датчик устанавливали непосредственно в исследуемом веществе у противоположного от инициатора торца оболочки. Исследования проводили с насыпными зарядами ПХА плотностью $\rho_s = 0,96 \text{ г/см}^3$ (размер частиц ПХА $d = 90 \text{ мкм}$). После прохождения детонации внутренний канал оболочки в месте установки датчика увеличился до 46 мм.

Верхняя оценка волнового разлета оболочки, проведенная с использованием экспериментальных данных [1], показывает, что за 4 мкс (характерное время реакции в волне) внутренний диаметр оболочки увеличивается не более чем на 1%. Вдвое большую деформацию внутреннего канала дает инерционный разлет оболочки, однако эта величина также завышена, так как в расчете не учитывалась прочность оболочки. Основное ее расширение происходит после записи процесса. Согласно проведенным оценкам, можно считать, что полученный профиль массовой скорости соответствует одномерному стационарному случаю, что существенно упрощает расчет тепловыделения в ДВ.

Профиль массовой скорости, приведенный на рис. 1, аналогичен полученному при детонации насыпного заряда дымного пороха в условиях неразрушающейся оболочки [2]. Здесь также отмечают большое время

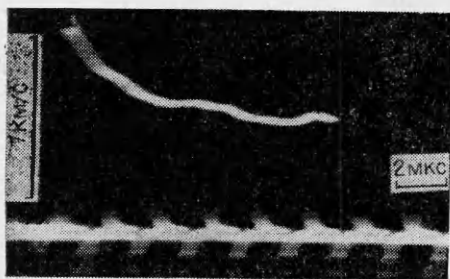


Рис. 1.

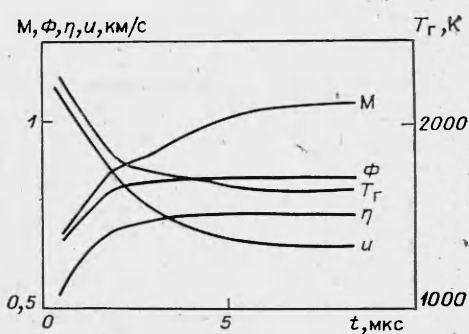


Рис. 2.

нарастания давления до максимальной величины (0,5 мкс), намного превышающее время разрешения экспериментальной установки (0,1 мкс), и выход массовой скорости на плато (через 5 мкс). Измеренная скорость детонации ПХА составляла 3120–3140 м/с, а давление при максимальном значении массовой скорости — 3,0–3,3 ГПа.

При расчете параметров детонации ПХА основная трудность состоит в определении уравнения состояния продуктов детонации. В данной работе использовалось уравнение, предложенное в [3]:

$$p e^{b p} = (\gamma - 1) \rho c_v T. \quad (1)$$

Здесь p , ρ и T — давление, плотность и температура продуктов детонации; c_v — средняя теплоемкость; $b = 1 \text{ см}^3/\text{г}$ — постоянная. Значение γ выбрано так, чтобы идеальная скорость детонации достигалась при полном превращении ПХА к точке Чепмена — Жуге. Для зарядов ПХА с $\rho_s = 0,96 \text{ г/см}^3$ идеальная скорость детонации, по данным [4, 5], составляет 3570 м/с. Для расчета использованы обычные уравнения неразрывности, сохранения количества движения и энергии:

$$\rho_0^2 D^2 = p (1/\rho_0 - 1/\rho), \quad (2)$$

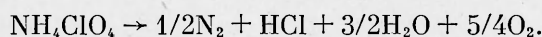
$$u = p/\rho_0 D, \quad (3)$$

$$c_v (T - T_0) = Q_1 + 1/2 p (1/\rho_0 - 1/\rho). \quad (4)$$

Условие Чепмена — Жуге

$$c = D - u, \quad (5)$$

где D , c — скорость детонации и звука; Q_1 — тепловой эффект взрывчатого превращения ПХА. Индекс нуль относится к начальному состоянию вещества. Поскольку расчет носит оценочный характер, не учитываем эффекты [6] и считаем Q_1 равным его термодинамическому значению, полученному в предположении, что реакция разложения ПХА при детонации имеет вид



Используя полученное из (1)–(5) значение $\gamma = 1,306$ и считая его постоянным по зоне реакции, можно оценить профиль тепловыделения в ДВ по экспериментальной записи массовой скорости. Среда в детонационной волне — двухфазная: твердая фаза — это исходный кристаллический ПХА, газовая фаза — продукты детонации с уравнением состояния (1). Считаем, что скорости течения и давления фаз за фронтом УВ одинаковы, что тепловой разогрев твердой фазы при $p \leq 3 \text{ ГПа}$ мал, т. е. вся энергия переходит в газовую фазу. Равенство давлений в компонентах и отсутствие теплообмена между ними при распространении УВ в двухкомпонентной смеси установлены в [7]. Уравнение состояния твердой фазы, полученное из ударной адиабаты $D = a + \lambda u$, имеет вид

$$\rho_K = \rho_{K0} (A + \lambda K) / [(\lambda + 1) \cdot A/\lambda + (\lambda - 1) K], \quad (6)$$

где $A = a/2$; $K = [a^2/(4\lambda^2) + p/(\rho_{к0}\lambda)]^{1/2}$; $\rho_{к0}$ — начальная плотность монокристалла ПХА; ρ_k — плотность твердой фазы при давлении p ; a , λ — коэффициенты ударной адиабаты ПХА [8]. Плотность двухфазной среды ρ связана с плотностью твердой ρ_k и газовой ρ_g фаз и пористостью Φ уравнением

$$\rho = \rho_k(1 - \Phi) + \rho_g\Phi. \quad (7)$$

Найдем точку пересечения прямой Рэля — Михельсона (2), связывающую между собой давление и плотность вещества в волне с адиабатой Гюгонно для промежуточных продуктов реакции, которая в случае двухфазной среды имеет вид

$$\eta c_v(T - T_0) = \eta Q_I + 1/2p(1/\rho_0 - 1/\rho). \quad (8)$$

Массовая доля продуктов реакции η , т. е. перешедшего в газовую фазу вещества, связана с пористостью и плотностью среды, а также с плотностью газовой фазы соотношением

$$\eta = \Phi\rho_g/\rho. \quad (9)$$

Тогда из (2), (3), (6), (9) и уравнения (1), в которое вместо ρ подставляется ρ_g , а вместо $T - T_0$, можно для каждого заданного значения u при известной величине D определить η , ρ , Φ и другие параметры. Зная экспериментальный профиль массовой скорости, можно найти временные профили указанных величин. В расчетах использованы следующие параметры: $\rho_0 = 0,96$ г/см³, $Q_I = 335$ кал/г, $T_0 = 300$ К, $c_v = 0,3$ кал/(г · град), $\rho_{с0} = 1,95$ г/см³, $a = 2840$ м/с, $\lambda = 2$, $D = 3140$ м/с, $\gamma = 1,306$, $b = 1$ см³/г. Расчеты показали, что изменение теплоемкости в широких пределах мало влияет на параметры детонации, кроме, разумеется, температуры газовой фазы.

Результаты расчетов параметров двухфазной среды вместе с обрабатываемым профилем массовой скорости представлены на рис. 2. Обращает на себя внимание высокое значение пористости вещества на фронте волны. Это значит, что уже на фронте, а точнее, в течение первых 0,5 мкс после начала роста массовой скорости выгорает большая часть вещества (согласно проведенным расчетам, около 50%). Этот результат согласуется с данными работы [9].

В сделанных предположениях можно найти положение точки Чепмена — Жуге и оценить долю выделившейся до звуковой плоскости энергии. Для этого воспользуемся полученным в [10] выражением для числа Маха в двухфазном потоке. Без учета температурного разогрева твердой фазы это выражение принимает вид

$$M^2 = \rho(D - u)^2 \left\{ \frac{(1 - \Phi)}{\rho_k} (\partial\rho_k/\partial p)_E + \frac{\Phi}{\rho_g} (\partial\rho_g/\partial p)_E \right\} / \left[1 - \frac{p}{\rho_g^2} (\partial\rho_g/\partial E)_p \right].$$

Зависимость $M(t)$ в волне представлена на рис. 2. Видно, что длительность зоны реакции, определяемая по условию $M = 1$, составляет 4,5 мкс. При этом в ДВ выгорает 75% вещества. Положение плоскости Чепмена — Жуге в пределах ошибки измерений совпадает с местом выхода массовой скорости на плато. Температура газовой фазы достигает максимального значения на фронте (см. рис. 2), а затем монотонно уменьшается до выхода на постоянное значение.

Важно отметить, что к выводу о значительном превращении вещества на фронте волны можно прийти, обрабатывая данные по измерению величины u в насыпных зарядах широко распространенных твердых ВВ, представленные в [11]. Действительно, исходя из экспериментальных значений D и максимальной величины u_{max} , которая в 1,5—1,6 раза превышает соответствующее значение в точке Чепмена — Жуге, предполагая, что реакция при увеличении u от нулевого значения перед фронтом до u_{max} еще не идет, а следовательно, массой газа в порах можно пренебречь,

с помощью соотношений (2) и (3) получим

$$u/D = 1 - \rho_0/\rho \simeq (\Phi_0 - \Phi)/(1 - \Phi).$$

Отсюда следует, что пористость вещества при ударном сжатии волной с амплитудой 10 ГПа была бы не ниже 0,2—0,45. Это противоречит традиционным представлениям о полном схлопывании пор в сильных УВ. Учитывая, что пористые образцы органических веществ и пиротехнических составов полностью уплотняются в УВ [12, 13], необходимо сделать вывод о выгорании в ближней к УВ области значительной доли вещества при ударном сжатии пористых реакционноспособных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. В. Ф. Мартынюк, М. К. Сукоян. Хим. физика, 1983, 2, 9, 1265.
3. М. А. Cook. The Science of High Explosives. N. Y., 1957.
4. W. H. Andersen, R. E. Pesant. VIII Symp. (Intern.) on Combustion. Baltimore, 1962.
5. D. Price, A. R. Clairmont, Jr., I. Jaffe. Comb. Flame, 1967, 11, 5, 415.
6. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
7. А. Н. Дремин, Н. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
8. А. Н. Афанасенков. Канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1969.
9. А. Н. Дремин.— В кн.: Тр. Ин-та механики МГУ, № 21. М., 1973.
10. Б. А. Хасанов. Канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1981.
11. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
12. В. К. Боболев, В. А. Буров, А. В. Дубовик. ФГВ, 1968, 4, 1, 124.
13. L. M. Lee, A. C. Schwarz.— In: 7-th Intern. Pyrotechn. Semin. V. 1. Chicago, 1980.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 532.593

КИНЕТИКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

И. В. Санин, А. И. Воробьев, А. А. Горновой
(Челябинск)

Реакция материала на импульсную нагрузку определяется его структурой и условиями нагружения (температура, время или скорость нагружения). Корректный учет этих факторов при построении физической модели откольного разрушения представляет собой довольно сложную задачу. Попытке ее решения и посвящено настоящее сообщение.

В основу модели положена кинетическая теория прочности. Развиваемая в последнее время в рамках этой теории так называемая дилатонная модель процесса разрушения [1—3] описывает прочность на разрыв σ при длительности испытаний τ уравнением:

$$\sigma = \frac{\epsilon_{кр} E}{\kappa} \left(1 - \frac{\alpha k T}{\epsilon_{кр} c_a} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right) \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура; $\epsilon_{кр}$ — критическая деформация атомной связи; E — модуль упругости; c_a — атомная теплоемкость; α — коэффициент линейного расширения; τ_0 — период тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке; κ — коэффициент перегрузки. В отличие от обычно принимаемой гипотезы о существовании в твердом теле механических концентраторов напряжений дилатонная модель связывает процесс зарождения разрушения с длиной свободного пробега фононов L , определяемой степенью структурной неоднородности тела: $\kappa = L/a$ (a — атомный размер).

Однако вопрос о количественной связи между L , κ и характеристиками реальной дефектной структуры нагруженного и деформируемого