

ваает, что даже при $\sigma=2,0$ различие составляет для К 0,6, Li—4 и для Na — 6%.

Подставив (16) в известную формулу Ландау — Слэтэра [11, 12], для параметра Грюнайзена, получим

$$\Gamma=2(\beta/\sigma-1/3).$$

При $p=0$ и $\sigma=1$ отсюда следует

$$\Gamma_0=2(\beta-1/3). \quad (17)$$

Подставляя (16) в формулу Дугдайла — Макдональда [13] для Γ , при $p=0$ и $\sigma=1$ получим известное выражение [5]

$$\Gamma_0=2\beta-1. \quad (18)$$

Для обычных металлов формула (17) дает завышенные на 10—15%, а (18) заниженные на 10—15% значения Γ_0 по сравнению с термодинамическими.

Поступила в редакцию 20/X 1976,
после доработки — 18/1 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 4, 1061.
2. В. П. Козлов. ЖТФ, 1966, 36, 7, 1305.
3. А. П. Рыбаков. Акустический журнал, 1968, 14, 1, 141.
4. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, Л. Т. Попова. ФТТ, 1961, 3, 7, 2131.
5. М. Райс, Р. Мак-Куин, Дж. Уолш. Сжатие твердых тел сильными ударными волнами.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
6. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 3, 686.
7. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3, 790.
8. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин. ЖЭТФ, 1962, 42, 3, 91.
9. I. C. Skidmore, E. Morris. Thermodynamics nuclear Materials. Symposium. Vienna. May 1962.
10. А. А. Баканова, Дудолодов, Р. Ф. Трунин. ФТТ, 1965, 7, 6, 1615.
11. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 46, 399.
12. I. C. Slater. Introduction to Chemical Physics. N. Y.—L., 1939.
13. J. S. Dugdale, D. K. C. MacDonal d. Phys. Rev., 1953, 89, 4, 832.

КИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ЛИТОГО ТРОТИЛА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Г. И. Канель
(Черноголовка)

Для количественного описания эволюции ударной волны во взрывчатом веществе (ВВ) необходимо знать зависимость скорости разложения данного ВВ от параметров его состояния за фронтом ударной волны. В данной работе сообщаются результаты экспериментального исследования кинетики разложения литого тротила за фронтом ударной волны в режиме инициирования детонации.

В образцах, нагружаемых одномерной ударной волной, регистрировались профили давления $p(t)$ на различных расстояниях от поверхности, через которую ударная волна вводилась в образец. По этим данным с использованием описанного в [1, 2] анализа был восстановлен закон изменения давления и удельного объема $v(i)$ в различных слоях образца. В предположении выполнения принципа аддитивности [3] для удельного объема смеси исходного ВВ и продуктов взрыва (ПВ) по

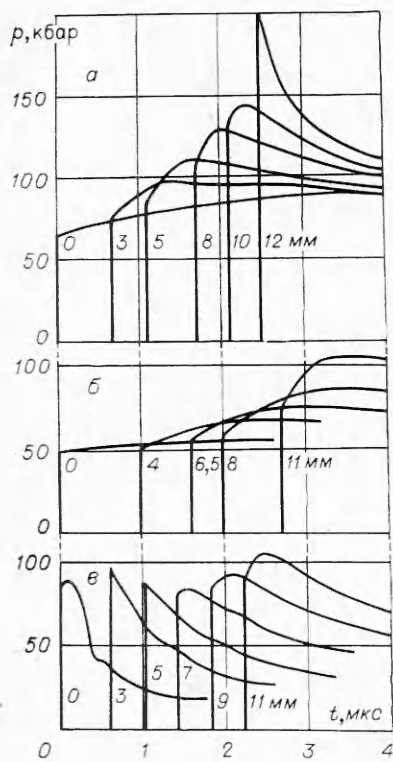


Рис. 1.

На рис. 1, а—в приведены полученные экспериментально профили давления в образце на различных расстояниях от экрана (указаны в миллиметрах числами на рисунке) для различных условий нагружения. В случаях а и б в образец через плексигласовый экран толщиной 14 мм вводилась ударная волна с первоначальным профилем давления, близким к прямоугольному. В случае в в образец через алюминиевый экран толщиной 4 мм вводилась ударная волна, генерируемая ударом алюминиевой пластины толщиной 0,9 мм и диаметром 70 мм, имеющей перед соударением скорость $1,65 \pm 0,05$ км/с.

На рис. 2 приведены полученные в результате обработки экспериментальных данных траектории изменения состояния различных слоев образца в координатах давление p — степень сжатия v/v_0 . Для иллюстрации скорости процесса на эти кривые нанесены метки времени с интервалом 0,5 мкс. Обозначения на линиях показывают условия нагружения и начальную координату слоя в соответствии с рис. 1. На рис. 2 представлены также ударная адиабата тротила (кривая H), полученная усреднением приведенных в [5, 6] данных: $U = (2,3 + 2,15 u)$ км/с (U и u — скорость фронта ударной волны и скачок массовой скорости во фронте соответственно) и изэнтропа ПВ (кривая S), проходящая через состояние в плоскости Чепмена — Жуге. Для определения изэнтропы продуктов взрыва проведены дополнительные измерения с регистрацией профилей давления в детонационной волне. При этом найдено, что в диапазоне от 60 до 185 кбар изэнтропа хорошо описывается политропическим уравнением $pv^n = \text{const}$ с $n = 2,92 \pm 0,1$. Скорость детонации литого тротила найдена равной 6,91 км/с, давление в плоскости Чепмена — Жуге — 188 кбар.

Концентрация ПВ на траекториях изменения состояния определялась в предположении, что время существования возможных промежуточных продуктов пренебрежимо мало, теплообмен между непрореаги-

найденным зависимостям $v(p, t)$ был определен закон изменения доли ПВ $\alpha(t)$ для различных слоев образца.

Проведено три серии экспериментов с различными начальными интенсивностями и длительностями ударных волн. Образцы представляли собой набор тротильных пластин толщиной от 3 до 12 мм при поперечных размерах более 100 мм, изготовленных вибрационным литьем. Пластины имели игольчатую структуру, игольчатые кристаллы диаметром 0,1—1 мм ориентированы перпендикулярно поверхности пластины и прорастали от поверхности до средней плоскости. Плотность образцов составляла $1,61$ г/см³. Регистрация профилей давления на различных расстояниях от экрана, задаваемых толщинами пластин, осуществлялась с использованием манганиновых датчиков [4], расположенных между пластинами и отдаленных от них изолирующими фторопластовыми прокладками толщиной по 0,1 мм. Поскольку ударные адиабаты фторопласта и тротила близки, введение в образец тонких фторопластовых пленок не приводит к существенному искажению волнового процесса в образце.

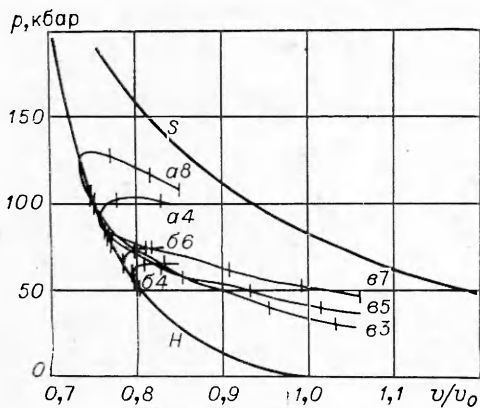


Рис. 2.

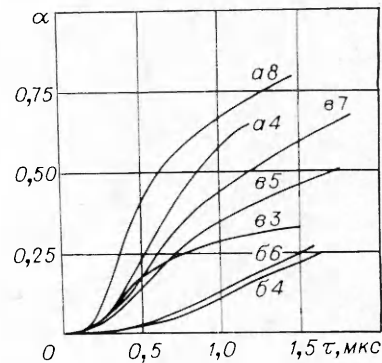


Рис. 3.

ровавшим ВВ и продуктами разложения несуществен. При этих предположениях весовая доля ПВ рассчитывается по принципу аддитивности

$$\alpha = [v(p) - v_{\text{ТНТ}}(p)] / [v_{\text{ПВ}}(p) - v_{\text{ТНТ}}(p)], \quad (1)$$

где $v_{\text{ТНТ}}$ и $v_{\text{ПВ}}$ — удельный объем тротила и продуктов взрыва при данном давлении; $v(p, t)$ — удельный объем смеси, соответствующий рассматриваемой точке на траектории изменения состояния. Величины $v_{\text{ТНТ}}$ определялись на изэнтропе тротила, построенной в предположении совпадения ударной адиабаты и изэнтропы в координатах $p-u$ [7]. Величины $v_{\text{ПВ}}$ находились на изэнтропе ПВ, смещенной относительно точки Чепмена — Жуге в сторону меньших объемов с тем, чтобы учесть различие в необратимом ударном разогреве тротила при разных интенсивностях ударных волн.

Величина смещения определялась из следующих соображений. После ударного сжатия и завершения процесса разложения тротила при постоянном давлении изменение удельной внутренней энергии равно

$$E - E_0 = Q + 1/2 p (v_0 - v_{\text{ТНТ}}) - p (v - v_{\text{ТНТ}}), \quad (2)$$

где Q — теплота взрыва. С другой стороны,

$$E - E_0 = Q + E_2(p) - E_0 + (v - v_2(p)) \cdot dE/dv, \quad (3)$$

где E_2 и v_2 — соответствующие данному давлению удельная внутренняя энергия и удельный объем на известной изэнтропе ПВ, проходящей через состояние в плоскости Чепмена — Жуге. Приравнявая правые части (2) и (3), получим выражение для определения точки в координатах $p-v$, через которую проходит искомая изэнтропа. Величина dE/dv определялась согласно [8]

$$dE/dv = p(1 + d \ln D / d \ln \rho_0) / (n - 1 - 2d \ln D / d \ln \rho_0), \quad (4)$$

где D — скорость детонации тротила с начальной плотностью ρ_0 . Все использовавшиеся в расчетах изэнтропы ПВ строились с постоянным показателем $n = 2,92$. Справедливость такого приближения подкрепляется приведенными в [9] расчетами уравнения состояния ПВ гексогена.

На рис. 3 приведены полученные из траекторий изменения состояния кинетические кривые $\alpha(\tau)$, где τ — промежуток времени после прохождения фронта ударной волны. Обозначения те же, что и на рис. 2. Суммарная погрешность в определении величины α оценивается в +15%. Эта величина определяется погрешностью регистрации профилей давления, недостаточно строгой одномерностью нагружения образцов, некоторой нестабильностью свойств литого тротила и погрешностью рас-

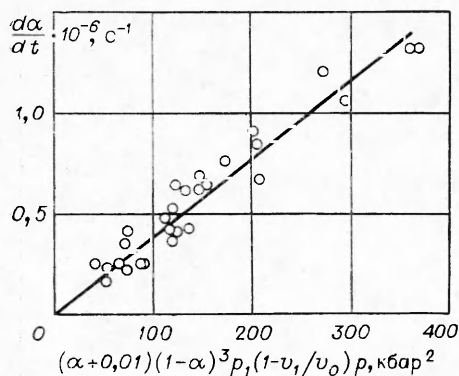


Рис. 4.

Полученные данные можно попытаться описать единой эмпирической зависимостью. Из общих соображений ясно, что скорость разложения зависит от концентрации, размеров и формы очагов [10] давления, температуры и глубины разложения. Что касается температуры, то в настоящее время ее измерение или достаточно точный расчет для смеси непрореагировавшего ВВ и продуктов невозможны. Неясен также вопрос не только о концентрации и размерах очагов, но и о их природе. Поэтому искомую зависимость целесообразно строить в виде эмпирической связи между скоростью разложения, измеряемыми экспериментально параметрами и глубиной разложения с введением подбираемых коэффициентов.

Наилучшим образом экспериментальные результаты описываются зависимостью

$$d\alpha/dt = 3,9(\alpha + 0,01)(1 - \alpha)^3 p_1 (1 - v_1/v_0) p \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}, \quad (5)$$

где p — текущее давление в кбар; p_1 , v_1/v_0 — скачок давления и степень сжатия во фронте ударной волны. Выражение (5) довольно хорошо описывает начальный ход разложения в положении максимума скорости разложения. Точность описания выражением (5) экспериментальных данных иллюстрируется на рис. 4. Скорость разложения определялась графическим дифференцированием приведенных на рис. 3 кинетических кривых. Точки на рис. 4 взяты со всех кинетических кривых с интервалом $\Delta\alpha = 0,1$ от $\alpha = 0,1$ до 0,6. Погрешность описания выражением (5) экспериментальных данных составляет на начальном этапе разложения +15%; при увеличении α до 0,6 погрешность доходит до 30%. При дальнейшем увеличении глубины разложения выражение (5) дает систематически заниженную скорость разложения, причем расхождение между расчетом по (5) и экспериментом растет.

Согласно [10] на конечном этапе скорость разложения твердых веществ при постоянной концентрации эффективных очагов пропорциональна доле непрореагировавшего вещества $(1 - \alpha)$, а не $(1 - \alpha)^3$, как следует из (5). В соответствии с этим положим, что (5) справедливо при $0 < \alpha \leq 0,5$, для больших α концентрационный член в (5) заменим на $(1 - \alpha)$:

$$d\alpha/dt = K_2(1 - \alpha)p_1(1 - v_1/v_0)p, \quad (6)$$

где K_2 находится из условия равенства $d\alpha/dt$ по (5) и (6) при $\alpha = 0,5$: $K_2 = 0,5 \cdot 10^3 \text{ кбар}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Погрешность описания выражением (6) экспериментальных данных для $\alpha \geq 0,6$ не превышает 30%.

Оцененная по (5), (6) длительность химического пика стационарной детонации дает величину 0,4 мкс для разложения на 95%, что удовлетворительно согласуется с приведенными в [11] экспериментальными

четов, обусловленной в основном ограниченным объемом экспериментальных данных.

Общая особенность приведенных на рис. 3 кинетических кривых состоит в том, что непосредственно за фронтом ударной волны скорость разложения близка к нулю, с увеличением глубины разложения она растет и в случае, когда изменение давления не слишком велико, проходит через максимум в районе $\alpha = 0,2 - 0,3$. Резкое уменьшение давления, как видно по кривым $b3$ и $b5$, приводит к падению скорости разложения.

данными ($\sim 0,33$ мкс). Это говорит о единстве механизма разложения литого тротила как в режиме инициирования детонации, так и при детонации. Соотношение длительностей химических пиков стационарной детонации тротила с различной начальной плотностью [11] примерно соответствует зависимости от давления и степени сжатия по (5), (6). Это дает надежду использовать (5), (6) для расчета кинетики разложения тротила с различной структурой при соответствующей коррекции концентрационного множителя.

Автор благодарит Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении опытов.

Поступила в редакцию
12/X 1976 -

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Ададулов, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3 397.
2. M. Cowperthwaite, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1971, 42, 1, 456.
3. А. Н. Дремин, И. А. Карпунин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
4. Г. И. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, № 477—74. Деп. от 28 февр. 1974.
5. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1966, 44, 5, 1929.
6. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20, 1967.
7. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1974, 5, 94.
8. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1974.
9. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2, 203.
10. Д. Янг. Кинетика разложения твердых веществ. М., «Мир», 1969.
11. А. П. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.

ОБОБЩЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ВТОРИЧНЫХ ВВ ОТ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА

М. Н. Борзых, Б. Н. Кондриков

(Москва)

Зависимость скорости детонации ВВ от плотности заряда — одна из основных зависимостей, необходимых для построения теории детонации, — имеет большое практическое значение. Для разных ВВ она определена во многих работах и обычно выражается [1] в виде уравнения

$$D = A + B\rho_{00}, \quad (1)$$

где D — скорость детонации; ρ_{00} — плотность заряда; A и B — эмпирические коэффициенты. Значения последних для ряда ВВ можно получить из данных, приведенных в [2] (см. также [1]).

Если ввести скорость детонации D_0 при наибольшей достижимой при обычных условиях для данного вещества плотности ρ_0 (плотность совершенного кристалла или плотность жидкости в отсутствие газовых включений), то формулу (1) можно привести к безразмерному виду, удобному для сравнения разных ВВ

$$R = 1 - \alpha m, \quad (2)$$

где $R = D/D_0$ — относительная скорость детонации; $m = (\rho_0 - \rho_{00})/\rho_0$ — пористость заряда; $\alpha = B\rho_0/D_0$. В технике, кроме пористости, для харак-