

четом [5]. Данные для меди:  $a=3,94$  км/с;  $b=1,489$ ;  $\Theta_0=350$  К;  $V_0=0,1120$  см<sup>3</sup>/г;  $\pi=1$  соответствует 139 ГПа. расчет приводился по формуле (4). Рис. 2 показывает, что понижение  $T_0$  до значений, меньших 77 К, практически не приводит к понижению  $T$  уже при малых степенях сжатия. Из (4) следует, что влиянием  $T_0$  можно пренебречь, если

$$D(x)/x \gg D(x_0)/x_0, \text{ где } x = \Theta/T.$$

Для веществ, описываемых формулой  $D=a+bu$ , функция  $I \exp(m\omega)$  слабо зависит  $m$  как при  $\pi \rightarrow 0$ , так и при  $\pi \rightarrow \infty$ . По данным [5] параметр  $m$  меняется от 0,5 для органических веществ до 1,5 для металлов. Обозначая в этом случае  $b^2/a^2 \cdot I e^{m\omega} = K_m(\omega)$ , имеем  $|K_{0,5}/K_{1,5} - 1| < 0,1$  во всем диапазоне  $0 < \omega < 1$ . Для области  $0 < \omega \leq 0,5$   $K_m(\omega)$  аппроксимируется формулой  $K_m(\omega) \approx \omega_3/3 \cdot (1-\omega)^{-2,1-0,2m}$  с отклонением не более 5%. Тогда из (4) следует условие, при котором можно пренебречь  $T_0$ :

$$D(x_0)T_0 \ll \omega^3/9Nk \cdot (a/b)^2 \cdot (1-\omega)^{-2,3}.$$

При  $T_0 < \Theta_0/4$  наиболее ярко проявляется различие между ударным и изэнтропическим сжатиями. Так, для алмаза при  $T_0=293$  К,  $\Theta_0=2000$  К уже при  $\omega=0,2$  расчет по данным [8] дает  $T=960$  К, в то время как  $T$  на изэнтропе всего 360 К.

Авторы признательны Г. А. Ададунову и Э. И. Андрианкину за полезные советы и обсуждения.

Поступила в редакцию  
22/V 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бордзиловский, Н. Н. Горшков. ФГВ, 1977, 13, 3, 439.
2. М. Ю. Мессинев, Г. А. Ададунов и др. ХВЭ, 1977, 5, 376.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
5. Р. Мак-Куин, С. Марш и др.— В сб.: Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
6. Б. Вундерлих, Г. Баур. Теплоемкость линейных полимеров. М., «Мир», 1972.
7. F. E. Prieto, C. Repego. J. Appl. Phys., 1971, 42, 296.
8. М. Н. Павловский. ФТТ, 1971, 13, 3, 893.

#### УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ И ДАВЛЕНИЙ

А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев

(Москва)

Процессы возникновения и развития ударных волн с амплитудой давления  $10 \div 100$  кбар в твердых телах характеризуются временами развития  $10^{-5} \div 10^{-6}$  с и сопровождаются большими разрушениями и интенсивными электромагнитными помехами. Это накладывает отпечаток на специфику измерений параметров ударных волн. Сигнал датчика должен передаваться на большие расстояния для регистрации без искажения электромагнитными помехами. В измерениях, где преобразователем механического воздействия в электрический сигнал является тензодатчик, это условие обычно выполняется за счет кратковременной перегрузки датчика (через него пропускается ток  $\sim 2$  А, что не приводит к искажению показаний датчика за время развития процесса, но сильно увеличивает его чувствительность).

Описываемое ниже устройство [1] обладает рядом достоинств по сравнению со своими предшественниками [2, 3]: оно достаточно простое, не требует сложной подготовки к работе и с его помощью можно передавать сигнал от тензодатчика на расстояния в несколько километров, что важно при измерениях на крупных взрывах. Суть этого устройства (рис. 1) в том, что тензодатчик и схема импульсного питания составляют одну часть устройства, находящуюся в месте измерения и соединяющуюся с регистратором (осциллографом), отнесенным от этого места на безопасное расстояние, кабельной линией связи (ЛС).

Подготовка к измерениям в полевых условиях выглядит следующим образом. Тензометрический датчик устанавливается в скважине, пробуренной в породе и направленной по предполагаемой нормали к фронту проходящей ударной волны. У устья скважины устанавливается схема импульсного питания тензодатчика с источником постоянного напряжения. К схеме импульсного питания, соединенной с тензодатчиком, подводится кабельная линия связи, по которой передается полезный сигнал на элект-

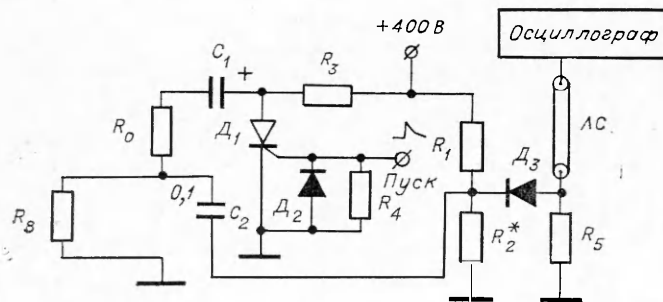


Рис. 1. Схема устройства;  $R_g$  — 60÷200 Ом,  $R_0$  — 100 кОм,  $R_2$  — 56÷200 кОм, в зависимости от сопротивления  $R_g$ ,  $R_3$  — 20 кОм,  $R_4$  — 51 Ом,  $R_5$  — 100 Ом,  $C_1$  — 100 мкФ,  $C_2$  — 0,1 мкФ,  $D_1$  — тиристор типа КУ202Н, диоды  $D_2$  — Д9,  $D_3$  — Д211.

ронный осциллограф. К клемме «Пуск» подсоединяется линия, по которой передается запускающий импульс от пускового датчика или от командного пульта подрыва на управляющий электрод электронного ключа  $D_1$ .

Измерительная система находится в состоянии готовности, накопительная емкость  $C_1$  заряжена от источника постоянного напряжения, электронный ключ (тиристор)  $D_1$  заперт, постоянное напряжение, снимаемое с резистора  $R_2$ , запирает диод  $D_3$  и, следовательно, в ЛС нет напряжения. Перед приходом ударной волны необходимо открыть тиристор  $D_1$ , для чего на управляющий электрод тиристора  $D_1$  подается запускающий импульс. Емкость  $C_1$  разряжается через балластный резистор  $R_0$  и через датчик  $R_g$ . Падение напряжения на датчике составляет величину порядка 200 В, а полярность снимаемого с него напряжения отрицательная. Это напряжение не является полезным сигналом и передача его по ЛС нежелательна. Поэтому напряжение, снимаемое с датчика, через разделительную емкость  $C_2$  подается на вход диода  $D_3$ , где складывается с напряжением, снимаемым со средней точки делителя напряжения  $R_1$ — $R_2$ . Резистор  $R_2$  подбирается таким образом, чтобы падение напряжения на нем было по крайней мере на 1÷2 В меньше абсолютного значения напряжения, снимаемого с датчика  $R_g$ . В этом случае сумма напряжений на входе диода  $D_3$  составляет величину —1, —2 В, при этом открывается диод  $D_3$  и по ЛС можно передавать полезный сигнал к осциллографу. На входе осциллографа появляется начальный уровень отрицательной полярности величиной порядка суммарного напряжения на входе диода  $D_3$ . От этого уровня затем отсчитывается амплитуда полезного сигнала.

Ударная волна, воздействуя на тензодатчик, изменяет его электрическое сопротивление, и напряжение, снимаемое с датчика, меняется пропорционально относительному изменению сопротивления датчика:

$$\Delta U = \eta \cdot \Delta R / R_g.$$

Это изменение напряжения есть полезный сигнал. Коэффициент пропорциональности  $\eta = -(100 \pm 5)$  В. Отрицательный знак у  $\eta$  означает, что для  $\Delta R / R_g > 0$  полезный сигнал  $\Delta U$  имеет отрицательную полярность относительно начального уровня напряжения.

Зависимость относительного изменения сопротивления датчика от давления и деформации в ударной волне описана в работе [4]. Отметим лишь характер и величину регистрируемых сигналов. Например, при измерении давления ударной волны величиной 50 кбар относительное изменение сопротивления датчика  $\Delta R / R_g \approx 0,125 > 0$ , а напряжение полезного сигнала  $\Delta U \approx -12,5$  В. При измерении деформации величина сигнала будет того же порядка с той лишь разницей, что  $\Delta R / R_g < 0$ . На рис. 2 показана реальная осциллограмма одного из опытов, где измерялись давление (верхний луч) и деформация (нижний луч). Наклонный фронт сигнала датчика деформации объясняется большой длиной датчика (28 мм). Время развертки осциллограммы 10 мкс.

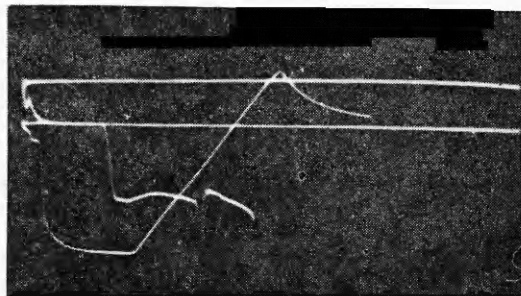


Рис. 2. Осциллограмма опыта.

Поступила в редакцию  
28/IV 1978

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев. Авт. свид. № 586318; Бюл. изобретений, 1977, 48.
2. Б. Д. Христофоров, Е. Э. Голлер и др. ФГВ, 1971, 7, 4, 613.
3. К. И. Барышев, Л. Г. Болховитинов и др. Горный журнал, 1970, 3, 70.
4. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33. М., «Недра», 1976.

### ЭВОЛЮЦИЯ ИНИЦИИРУЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОСОБЕННОСТЕЙ КИНЕТИКИ РАЗЛОЖЕНИЯ

*Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский, А. Н. Дремин, Г. И. Канель  
(Черноголовка)*

Имеющиеся методы регистрации газодинамических параметров ударного сжатия конденсированных сред дают в принципе возможность получать косвенную информацию о кинетике разложения ВВ в ударных волнах. Для оценки качественной корреляции между особенностями кинетики разложения и газодинамической картины инициирования детонации ударной волной в данной работе проведено численное моделирование процесса с использованием различных кинетических соотношений, описывающих скорость разложения как функцию глубины разложения, текущего давления и интенсивности прошедшей через частицу ударной волны.

Детали расчетной методики достаточно подробно описаны в [1]. Для расчета динамики ударной волны использовался метод Годунова [2], в качестве уравнения состояния ВВ использовалось полуэмпирическое уравнение состояния тринитротолуола [3], единым образом описывающее свойства вещества в преддетонационном и детонационном режимах. Закон разложения задавался по аналогии с [4] в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = k(\alpha + \alpha_0)(1 - \alpha)^2 p p_1 (1 - V_1/V_2), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — глубина разложения (весовая концентрация продуктов взрыва в рассматриваемой частице);  $p$  — текущее давление, кбар;  $p_1$ ,  $V_1/V_2$  — давление и степень сжатия за фронтом ударной волны. Величина  $\alpha_0$  варьировалась от 0,01 до 0,5, а величина  $k$  от  $2,7 \cdot 10^3$  до  $18 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Рассчитывался переход прямоугольной стационарной волны с амплитудой 66 кбар из полупространства, занятого инертной средой, в полупространство с ВВ с начальной плотностью  $\rho = 1,61$  г/см<sup>3</sup>. Инертная среда характеризовалась тем же уравнением состояния, что и ВВ.

На рис. 1, 2 приведены результаты расчета в виде графиков зависимости давления  $p$ , массовой скорости  $u$  и концентрации продуктов разложения  $\alpha$  от времени  $t$  для фиксированных лагранжевых координат в полупространстве с ВВ при  $k = 2,7 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> и  $\alpha_0 = 0,01$  и 0,5 соответственно. Случай  $\alpha_0 = 0,01$  качественно моделирует разгорание ВВ с поверхности. Качественное различие в газодинамической картине перехода ударной скорости разложения растет до момента слияния очагов, после чего наступает депрессивная стадия горения. При  $\alpha_0 = 0,5$  максимум скорости разложения следует непосредственно за фронтом ударной волны, что качественно соответствует поджиганию частиц ВВ с поверхности. Качественное различие в газодинамической картине перехода ударной волны в детонационную для этих двух случаев наиболее наглядно демонстрируется на профилях массовой скорости. В случае  $\alpha_0 = 0,01$  расчетные профили массовой скорости качественно подобны наблюдавшимся экспериментально [5] для литого и пресованного до высокой плотности тротила — образуется профиль  $u(t)$  с «горбом», из которого постепенно формируется нормальный детонационный профиль массовой скорости с химвиком. Подробные расчеты позволяют детально проследить процесс выделения химпика. В случае  $\alpha_0 = 0,5$  образуется треугольный профиль массовой скорости, амплитуда которого относительно плавно и равномерно растет до детонационной. Подобная эволюция экспериментально наблюдалась [6] для малоплотных ВВ (тротил с  $\rho = 0,78$  — 1,0 г/см<sup>3</sup> и тетрил с  $\rho = 0,82$  г/см<sup>3</sup>). В малоплотном заряде условия для инициирования разложения отдельных зерен ВВ кондуктивным прогревом их с поверхности более благоприятны [6].

Увеличение коэффициента  $k$  в кинетическом соотношении (1) до  $18 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> приводит к приблизительно пропорциональному увеличению скорости выхода процесса на детонационный режим с сохранением качественного подобия в особенностях газодинамической картины.

На рис. 3 представлены рассчитанные профили  $p(t)$  на контактной границе между инертным экраном и ВВ для  $k = 18 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> и  $\alpha = 0,5$  (1), 0,05 (2);  $k = 2,7 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> и  $\alpha_0 = 0,5$  (3), 0,1 (4), 0,01 (5). Точками на профилях отмечены моменты достижения вблизи границы глубины разложения  $\alpha = 0,9$ . Видно, что к моменту достижения макси-