

9. Казакова Е. Ю., Кондриков Б. П. и др. Тез. докл. Первого Всесоюз. симпозиума по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.
10. Зельдович Я. Б., Комнаниец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
11. Зельдович Я. Б., Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1947, 55, 7.
12. Маккуин Р., Марш С. и др.— В кн.: Высокоскоростные ударные волны.— М.: Мир, 1973.
13. Дремин А. Н., Канель Г. И. ПМТФ, 1970, 3.
14. Аттетков А. В., Бойко М. М. и др. Начальные параметры косоого отражения детонационной волны от сжимаемой преграды. ВИНТИ, № 6407-84 Деп.

*Поступила в редакцию 29/IV 1986,  
после доработки — 19/VIII 1986*

## О РЕГИСТРАЦИИ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕДИ И СВИНЦА ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

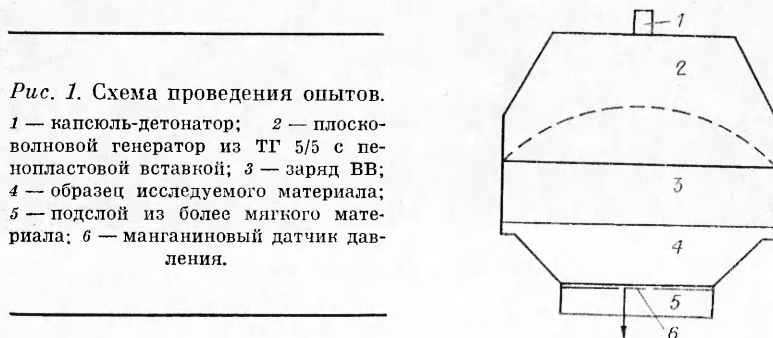
*Ю. В. Батъков, В. К. Голубев, С. А. Новиков,  
Ю. С. Соболев, И. Р. Трунин*

*(Москва)*

С целью определения откольной прочности материалов в условиях взрывного нагружения разработан ряд экспериментальных методов, основанных на регистрации скорости свободной поверхности образца в процессе его разрушения. В работах [1—3] приводятся полученные различными методами данные по откольной прочности меди при взрывном нагружении. В [4] откольная прочность меди при относительно низкоинтенсивном ударном нагружении определялась манганиновым датчиком давления, расположенным в подслое из плексигласа. В данной работе предпринята попытка использовать этот метод для регистрации откольного разрушения меди и свинца при взрывном нагружении.

Схема проведения опытов приведена на рис. 1. Использовались заряды прессованного тротила размерами  $90 \times 20$  мм. Образцы из меди и свинца имели толщину  $\Delta = 20$  и  $25$  мм. Датчики давления располагались в подслое из плексигласа или парафина на глубине 1 мм. Процесс нагружения и регистрации осуществляется следующим образом. Плоскo-волновой генератор инициирует детонационную волну (ДВ) в заряде прессованного тротила плотностью  $\rho = 1,52$  г/см<sup>3</sup>. Выход ДВ на границу образца приводит к возбуждению в нем ударной волны (УВ) со спадающим за фронтом профилем давления. Выход УВ на границу образца с более мягким подслоем приводит к тому, что обратно в образец отражается волна разрежения. Процесс взаимодействия падающей и отраженной волн приводит к образованию в материале образца зоны отрицательного давления, что и является причиной откольного разрушения. Расположенный в подслое манганиновый датчик давления [5] дает экспериментальную информацию об условиях взрывного нагружения образца и о процессе откольного разрушения материала.

Проводился также простой численный расчет (методом характеристик) реализующегося в продуктах детонации и в материале образ-



*Рис. 1. Схема проведения опытов.  
1 — капсюль-детонатор; 2 — плоско-волновой генератор из ТГ 5/5 с пенопластовой вставкой; 3 — заряд ВВ; 4 — образец исследуемого материала; 5 — подслои из более мягкого материала; 6 — манганиновый датчик давления.*

Таблица 1

Материал	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$c_0$ , км/с	$\lambda$
Медь	8,9	3,96	1,50
Свинец	11,3	2,03	1,52
Плексиглас	1,18	2,59	1,51
Парафин	0,91	1,81	2,31

Таблица 2

Материал	$t_*$ , мкс	$p_*$ , ГПа	$\bar{p}_*$ , ГПа
Медь	1,26—1,47	1,15—1,87	1,38
	0,97—1,16	0,90—1,63	
Свинец	2,67—3,00	0,10—0,43	0,41
	2,96—3,29	0,40—0,72	

ца течения в гидродинамическом квазиакустическом приближении [6, 7]. Скорость детонации использованного ВВ составляла 6,75 км/с. Уравнение состояния продуктов детонации бралось в виде кубической политропы, а для материалов образца и подслоя использовались их ударные адиабаты в виде линейных  $D-u$ -соотношений. Плотности и коэффициенты ударных адиабат материалов, взятые в приложении [7], приведены в табл. 1. Отражение УВ от подслоя рассматривалось в акустическом приближении. В этом случае значение реализующегося в материале образца отрицательного давления на момент времени  $t$ , отсчитываемый от начального момента выхода УВ на границу раздела образец — подслоя, может быть определено по формуле

$$p = \frac{1}{2} [p_1 + p_2 - \rho_0 c_0 (u_1 - u_2)].$$

Здесь  $\rho_0 c_0$  — акустический импеданс материала образца, а значения  $p_{1,2}$  и  $u_{1,2}$  на границе раздела относятся соответственно к начальному моменту и к  $t$ .

Полученные осциллограммы приведены на рис. 2. Частота меток временной синусоиды во всех случаях составляет 1 МГц;  $K_1$  и  $K_2$  — калибровки давления для верхнего и нижнего лучей. На рис. 3, а показаны расчетные зависимости изменения давления от времени на границе раздела образец — подслоя;  $\Delta = 27$  мм. На основании сделанного ранее для одного из материалов сопоставления результатов регистрации профиля нагружающего импульса давления емкостным датчиком с расчетами получено, что такое увеличение в расчете толщины заряда ВВ достаточно хорошо моделирует воздействие используемого плоскостолнового генератора. На осциллограммах отчетливо наблюдается наличие обусловленного откольным разрушением релаксационного процесса. По перегибу экспериментальных зависимостей  $p(t)$  может быть определено время  $t_*$  начала релаксационного процесса и далее по результатам расчета отрицательного давления в материалах — критическое отрицательное давление  $p_*$ , соответствующее началу откольного разрушения. На рис. 3, б время отсчитывается от момента выхода УВ на границу раздела образец — подслоя. Обозначения в скобках относятся здесь к свинцу.

Результаты определения критических отрицательных давлений в образцах приведены в табл. 2 (последовательность представленных в

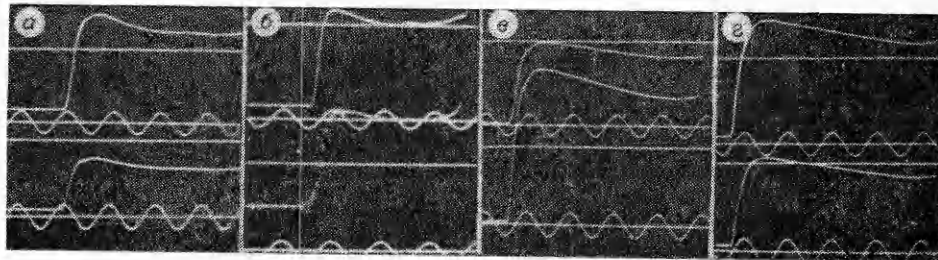


Рис. 2. Осциллограммы регистрации давления в подслое.

а) медь — плексиглас,  $K_1 = 2,77$  ГПа,  $K_2 = 5,61$  ГПа; б) медь — парафин,  $K_1 = 2,77$  ГПа,  $K_2 = 2,55$  ГПа; в) свинец — плексиглас,  $K_1 = 3,61$  ГПа,  $K_2 = 1,77$  ГПа; г) свинец — плексиглас,  $K_1 = 2,43$  ГПа,  $K_2 = 3,42$  ГПа.

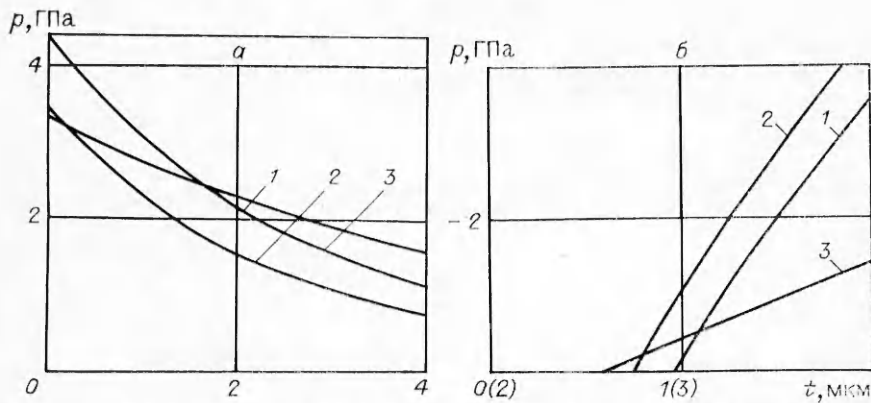


Рис. 3. Расчетные зависимости давления на границе раздела образец — подслоя (а) и в растягивающем импульсе (б) от времени.  
1 — медь — плексиглас; 2 — медь — парафин; 3 — свинец — плексиглас.

таблице результатов соответствует последовательности осциллограмм на рис. 2). На основании данных рис. 2 определены ориентировочные диапазоны значений  $t_*$ , когда время отсчитывалось от момента, соответствующего максимуму давления. В табл. 2 приводятся также средние значения определенной таким образом откольной прочности меди и свинца.

Значение откольной прочности меди целесообразно сопоставить с имеющимися результатами, полученными при аналогичных условиях взрывного нагружения с использованием других методов регистрации. В [1] сделанные на основе регистрации скоростей искусственного и естественного отколов оценки откольной прочности дают величину, несколько превышающую 3,0 ГПа, и в работе [2] при непрерывной регистрации скорости свободной поверхности образца для откольной прочности меди получена эта величина. В [3] на основе регистрации глубины зарождения откольных повреждений и последующего гидродинамического расчета значение откольной прочности меди может быть определено в 2,3 ГПа. Результаты последующей непрерывной регистрации скорости искусственного откола, сопоставимого по толщине с естественным, дали возможность авторам [3] предположить, что реальное растягивающее напряжение в меди ощутимо меньше расчетного.

В работе [8] приведены результаты исследований откольного разрушения меди при относительно низкоинтенсивном ударном нагружении в диапазоне характерных времен 0,2—1,5 мкс. Отмечена тенденция увеличения откольной прочности меди при уменьшении характерного времени нагружения, однако показано, что значения прочности, полученные в разных работах на разных марках меди, лежат в пределах 0,8—2,5 ГПа. Таким образом, полученное в данной работе значение откольной прочности меди при взрывном нагружении, равное 1,4 ГПа, достаточно хорошо согласуется с имеющимися результатами.

Что касается свинца, то в условиях взрывного нагружения не проводилось работ по непосредственной регистрации параметров, однозначно связанных с его откольной прочностью. Сопоставление же приведенного в данной работе значения 0,4 ГПа с результатом [9], полученным в условиях низкоинтенсивного ударного нагружения, указывает на их полное совпадение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
2. David F., Vacellier J., Guerber G., Prouteau F., Reppelin G. Explosifs, 1970, 4, 121.
3. Maron Y., Blaugrund A. E. J. Appl. Phys., 1982, 53, 1, 356.

4. Seaman L., Barbee T. W., Curran D. R. Stanford Res. Inst. Tech. Report No. AFWL-TR-71-156, 1971.
5. Батьков Ю. В., Вишневецкий Е. Д. Тез. докл. II Всесоюз. симп. по импульсным давлениям.— М.: ВНИИФТРИ, 1976.
6. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Христофоров Б. Д. ПМТФ, 1968, 4, 61.
7. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
8. Голубев В. К., Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. Проблемы прочности, 1985, 1, 63.
9. Голубев В. К., Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. ПМТФ, 1982, 6, 108.

Поступила в редакцию 5/V 1986

## ПЕРЕСЖАТЫЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И «СВЕРХДЕТОНАЦИЯ»

Л. В. Альгшулер, В. С. Жученко, Е. А. Кузьменков  
(Москва)

Состояния пересжатой детонации образуют верхнюю ветвь адиабаты Гюгонио продуктов взрыва (ПВ) выше точки Чепмена — Жуге и возникают в сходящихся детонационных волнах (ДВ) [1] и при воздействии на взрывчатое вещество ударных волн (УВ) большой амплитуды [2—6]. В настоящей работе результаты исследований [3—5] даны в новой интерпретации, доставившей информацию о состоянии ПВ в сильно расширенном диапазоне давлений и позволившей оценить параметры «сверхдетонации» [7—9] в предварительно сжатых ВВ.

Уравнения адиабат Гюгонио ПВ находятся совместным решением соотношения Гюгонио  $E = Q + \frac{1}{2} p (V_0 - V)$  ( $E$  — внутренняя энергия,  $p$  — давление,  $V_0$  и  $V$  — удельные объемы в начальном и конечном состояниях,  $Q$  — энергия взрывчатого разложения) и уравнения состояния типа Ми — Грюнайзена  $p(E, V) = p_s(V) + \frac{\gamma}{V} [E - E_s(V)]$ , содержащего коэффициент Грюнайзена  $\gamma = \gamma(\bar{V})$  и опорную изоэнтропу, имеющую с адиабатой касание в точке Жуге. Если изоэнтропа в ее окрестности и выше аппроксимирована степенной зависимостью с показателем  $n$ , то

$$E_s = Q + \frac{p_s V}{n-1} - \frac{D_1^2}{2(n^2-1)}, \quad p_s = p_1 \left( \frac{n}{n+1} \right)^n \left( \frac{V_0}{V} \right)^n, \quad p_1 = \frac{D_1^2}{V_0(n+1)}, \quad (1)$$

где  $D_1$  — скорость нормальной детонации. С использованием соотношений (1), параметра  $h = 1 + 2/\gamma$  и переменной  $\sigma = V_0/V$  получим

$$p_\Gamma = \frac{p_s(V) V \left( h - \frac{n+1}{n-1} \right) + p_1 V_0 (n-1)^{-1}}{hV - V_0} = \\ = p_1 \left[ \sigma^n \left( \frac{n}{n+1} \right)^n \left( h - \frac{n+1}{n-1} \right) + \sigma (n-1)^{-1} \right] (h - \sigma)^{-1}. \quad (2)$$

В изоэнтропическом приближении, принятом в [2],  $\gamma = 0$  ( $h = \infty$ ) и, согласно (2),  $p_\Gamma = p_s$ . В идеально газовом представлении [3], завышающем тепловую упругость ПВ,  $\gamma = n - 1 \approx 2$ ,  $h = \frac{n+1}{n-1}$  и  $p_\Gamma = \frac{p_1 V_0}{(n+1)V - (n-1)V_0}$ .

Отсюда после преобразований  $\tilde{D} = \frac{1 + \tilde{u}^2}{2\tilde{u}}$  ( $\tilde{D} = D/D_1$ ,  $\tilde{u} = u/u_1$ ) [3].

Согласно [10], для ПВ тэна выше точки Жуге  $\gamma = 0,4 \div 0,6$ . В [6] удовлетворительное описание пересжатых режимов нитрометана, тетранитрометана, ТНТ и РВХ-9404 достигнуто при  $\gamma \sim 0,7$ . К близким значениям  $\gamma$  приводят оценки, сделанные нами на основании взаимного положения адиабат Гюгонио пересжатых ПВ и адиабат отражения для состава ТГ 50/50 [5].