

Рис. 2. Зависимости $\operatorname{Re} \left(\frac{\alpha}{\gamma u_y^0 \alpha} \right)$ от частоты для давлений 1 (а, б) и 2 атм (в, г) и скоростей внешнего потока 120 (а, б) и 400 м/с (в, г). Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 построены для углов $\theta = 0; 12; 24; 36; 49, 61^\circ$ соответственно.

лютно устойчивый по отношению к нормальной акустической волне, с увеличением θ постепенно теряет устойчивость и при угле $\theta \geq 50^\circ$ (рис. 2, в, г) становится абсолютно неустойчивым. Кроме того, при увеличении угла падения волны увеличивается частотный интервал и глубина неустойчивости. Зависимость от угла падения тем сильнее, чем больше коэффициент эрозии G .

Поступила в редакцию
24/XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1964, 6.
2. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1966, 2.
3. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских. ПМТФ, 1969, 5.
4. Ф. Т. Мак-Клур, Р. В. Харт, Дис. Ф. Берд. Сб. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». ИЛ, 1963.
5. Р. В. Харт, Ф. Т. Мак-Клур. ВРТ, 1960, 2.
6. П. М. Морз. Колебания и звук. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
7. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 1.
8. П. Ф. Похил. Сб. «Труды по вопросам горения и взрыва», 1954.
9. В. Б. Новожилов. ПМТФ, 1967, 1.
10. Л. Грин. ВРТ, 1954, 6.
11. Р. Геррон. ВРТ, 1963, 6.
12. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворяшин. ФГВ, 1971, 7, 1.

УДК 532.593

ВОЛНЫ СЖАТИЯ В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ В ВОЗДУШНОЙ ПОЛОСТИ

А. А. Спивак
(Москва)

Для определения влияния начального воздействия на процесс распространения волны сжатия в твердой среде производилось измерение параметров волны при взрыве сферических зарядов ВВ в воздушных

полостях различного относительного размера $\xi = R_n/R_0$, где R_n — радиус воздушной полости, R_0 — радиус заряда. Одновременно определялась степень ослабления взрывного возмущения воздушной полостью.

В качестве среды использовался многократно переплавленный тиосульфат натрия $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$, сходный по своим механическим свойствам с каменной солью (табл. 1), но имеющий низкую температуру плавления (46°C), что удобно при изготовлении блоков различной конфигурации. Мелкозернистая структура материала среды позволяла в качестве источников взрыва использовать микрочастицы из тэна радиусом 0,3; 0,4; 0,5 см, плотностью $1,5 \text{ г/см}^3$.

Таблица 1

Среда	Плотность, кг/м ³	Скорость звука, м/с	Коэффициент Пуассона	Прочность при одноосном сжатии, кг/см ²
Каменная соль	2150	4400	0,305	400
$\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	1800	4500	0,282	310

Волны сжатия регистрировались электромагнитным методом измерения массовых скоростей. Схема опыта представлена на рис. 1. При проведении экспериментов соблюдалась следующая последовательность. Сначала отливалась половина блока *A* и отдельно прикрывка *B* с полусферическими выемками. После установки проволочных датчиков *F* и заряда *C* к блоку *A* приплавлялась прикрывка и он доливался до конечного размера, обозначенного на рис. 1 пунктиром. Угол развода выводов каждого датчика α подбирался так, чтобы в течение времени предполагаемой длительности волны до датчика не доходил сигнал разгрузки от ближайшей свободной поверхности. Готовый блок помещался в магнитное поле катушки, обмотка которой питалась постоянным напряжением 110 В. При движении датчика в магнитном поле перпендикулярно силовым линиям в нем индуцировался сигнал, который регистрировался осциллографом ОК-17 М. Распределение напряженности магнитного поля внутри катушки, необходимое для обработки осциллограмм, определялось с помощью прибора Е11-3.

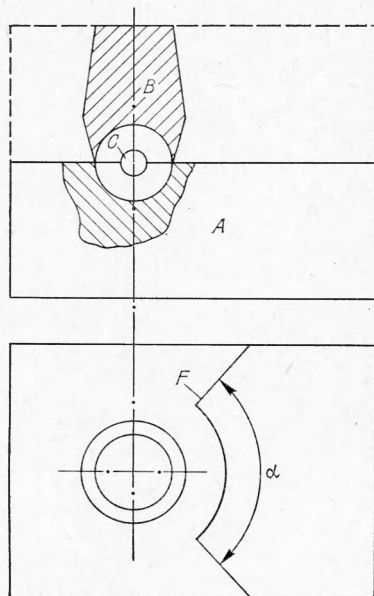


Рис. 1. Схема опыта.

Характерные осциллограммы массовых скоростей для некоторых значений параметра ξ приведены на рис. 2. Видно, что волна сжатия при взрыве в полости состоит из нескольких последовательных фаз сжатия, каждая из которых характеризуется по амплитуде своей максимальной массовой скоростью v_i ($i=1; 2; 3$). Из сравнения времени запаздывания второго максимума волны относительно первого $\Delta\tau$ со временем пробега воздушной ударной волны расстояния, равного диаметру полости [1], следует, что вто-

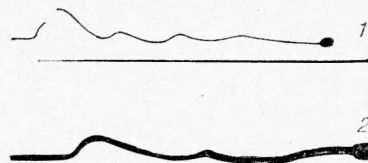


Рис. 2. Осциллограммы массовых скоростей для $\xi=2$ (1) и $\xi=3$ (2).

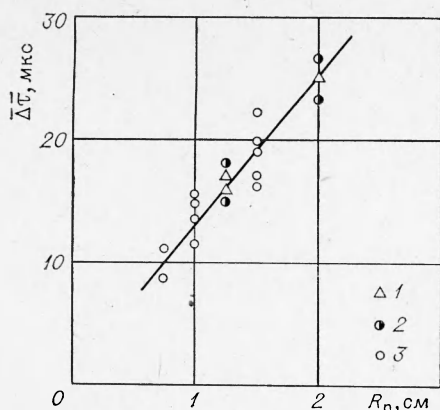


Рис. 3. Время запаздывания второго максимума волны в зависимости от радиуса воздушной полости, см:
1 — 0,3; 2 — 0,4; 3 — 0,5.

ричные фазы сжатия вызываются последовательным отражением воздушной ударной волны от стенки полости и от центра. Более детальный анализ показывает, что величина $\Delta\tau$ не меняется с расстоянием и зависит только от линейного размера полости. На рис. 3 приведена величина $\Delta\tau$ в зависимости от размера полости для различных зарядов ВВ.

Из приведенных осциллограмм видно, что основной вклад в максимальное смещение частиц среды вносит первая фаза сжатия. Для полостей с $\xi=2$; 3 и 4 он составляет в среднем 58, 65 и 75% соответственно. Анализ показывает, что длительность первой фазы сжатия в пределах разброса экспериментальных данных остается постоянной с расстоянием и уменьшается с увеличением размера воздушной полости. Ниже приведена средняя длительность первой фазы сжатия τ совместно с относительным размером полости для заряда $R_0=0,5$ см (вес. 9,78 г).

ξ	τ , мкс
1,5	29,0
2,0	19,5
3,0	11,5
4,0	9,5

Величина первого максимума v_1 в зависимости от приведенного расстояния $r_0=r/c^{1/3}$, где r — расстояние от центра взрыва, м; c — вес заряда, кг, представлена на рис. 4, 5. Из графиков видно, что для $\xi=1,5$; 2; 3 и 4 можно выделить две области по степени затухания максимальной массовой скорости: на расстояниях $r_0 < r_*$, где r_* — функция параметра ξ , затухание массовой скорости более сильное, чем на расстояниях $r_0 > r_*$. Полученные зависимости $v_1(r_0)$ описываются формулой

$$v_1 = \begin{cases} Ar_0^{-n} \text{ м/с,} & r_0 < r_* \\ Br_0^{-m} \text{ м/с,} & r_0 > r_* \end{cases} \quad (1)$$

Значения констант A , B , n , m и r_* приведены в табл. 2 для различных значений параметра ξ .

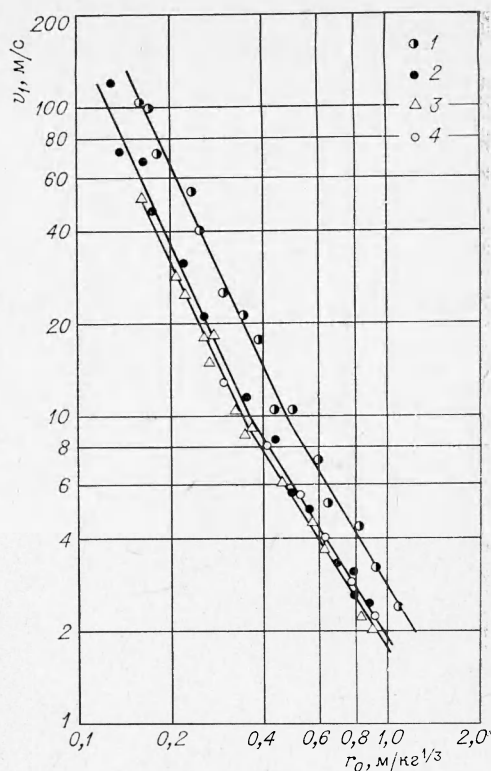


Рис. 4. Максимальные массовые скорости v_1 в зависимости от приведенного расстояния r_0 .

1 — $\xi=1,5$; $R_0=0,5$ см; 2 — $\xi=2$; $R_0=0,5$ см; 3 — $\xi=3$; $R_0=0,5$ см; 4 — $\xi=3$; $R_0=0,4$ см.

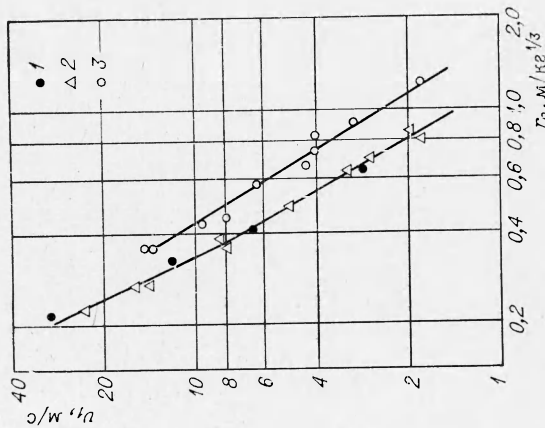


Рис. 5. Максимальные массовые скорости v_1 в зависимости от приведенного расстояния r_0 .
 1 — $\xi=4$, $R_0=0.5$ см; 2 — $\xi=4$, $R_0=0.3$ см;
 3 — $\xi=6.7$, $R_0=0.3$ см.

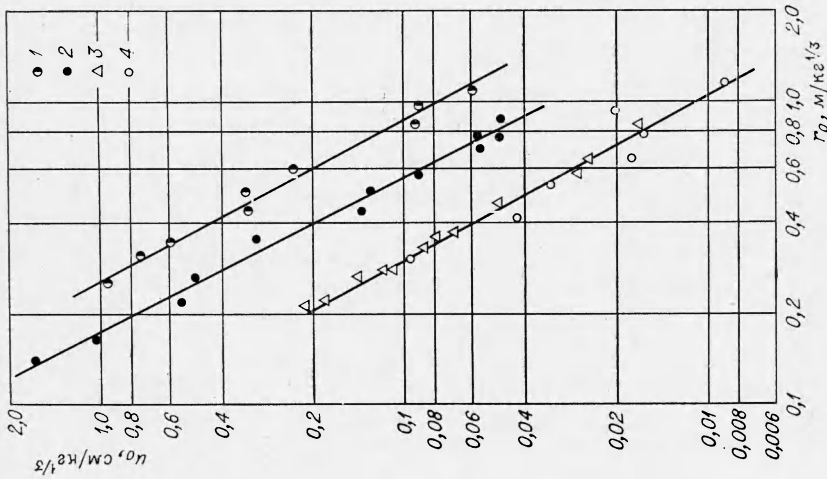


Рис. 6. Приведенные максимальные перемещения частиц среды u_0 в зависимости от приведенного расстояния r_0 . (Обозначения см. на рис. 4).

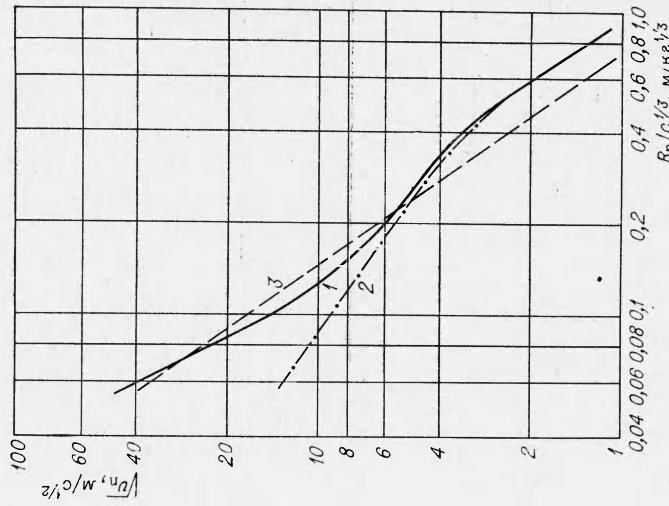


Рис. 7. Скорость стенки полости v_n в зависимости от $R_n/c^{1/3}$.

Изменение степени затухания волны по максимальной массовой скорости при переходе через границу $r_0=r_*$ означает переход волны из зоны более интенсивной диссипации энергии $r_0 < r_*$ в зону менее

интенсивной диссипации $r_0 > r_*$. По этой причине значение $r_0=r_*$ можно рассматривать как внешнюю границу зоны разрушения. Следует отметить, что значение максимальной массовой скорости (~ 10 м/с) на предполагаемой границе зоны разрушения примерно одинаково для всех значений параметра ξ . Из рис. 4, 5 видно, что для полостей с $\xi < 6,7$ наибольшее ослабление взрывного воздействия по максимальной массовой скорости дает полость с $\xi=3$.

Величина второго максимума v_2 не приводится, но в области $r_0 < r_*$ имеет место

$$v_2 = Cr_0^{-p} \text{ м/с.} \quad (2)$$

Значение констант C и p см. в табл. 3. Законы изменения максимальных перемещений частиц среды $u(r_0)$, полученные численным интегрированием эпюр массовых скоростей, приведены на рис. 6 и имеют вид

$$u/c^{1/3} = u_0(r_0) = Kr_0^{-s} \text{ см/кг}^{1/3}. \quad (3)$$

Значения констант K и s приведены в табл. 4. Следует отметить, что при увеличении радиуса полости от $1,5 R_0$ до $3 R_0$ приведенное максимальное смещение частиц среды u_0 на границе $r_0=r_*$ падает в 4 раза, что соответствует уменьшению относительного объема $4\pi r_*^2 u_0(r_*)$, вытесненного в квазиупругую область $r_0 > r_*$, почти в 9 раз.

Таблица 3

Кон- станты	ξ			
	1,5	2	3	4
C	1,6	0,35	0,4	0,25
p	2,15	2,2	1,97	1,97

Таблица 4

Кон- станты	ξ		
	1,5	2	3
K	0,076	0,03	0,011
s	1,88	1,97	1,86

Измерение массовой скорости с помощью датчиков, установленных непосредственно на стенке полости, дает зависимость максимальной скорости стенки полости v от радиуса последней. Величина v определялась для полостей с $\xi=1,5; 2; 3; 4; 6; 7; 10,4; 17,4$. Для $\xi=1$ значение v_n оценивалось по параметрам детонационной волны и составило величину 2025 м/с. На рис. 7 приведена усредненная зависимость $v_n (R_n/c^{1/3})$ (кривая 1), а также скорость стенки полости, рассчитанная по отражению воздушной ударной волны [1, 2] и при действии на полость продуктов детонации при их изэнтропическом расширении из начальной плотности, равной плотности заряда с переменным показателем изэнтропии (кривые 2 и 3 соответственно). Данные о величинах показателей и давлений для продуктов детонации выбирались согласно [3].

Из сравнения кривых рис. 7 следует, что для полостей с $R_n < 3R_0$ определяющей величиной для скорости стенки полости является действие продуктов детонации, а для полостей с $R_n > 3R_0$ — отражение воздушной ударной волны.

Поступила в редакцию
25/IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 6.
2. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
3. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.

УДК 622.235+621.791.1

О НЕКОТОРЫХ ЯВЛЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. А. Дерибас
(Новосибирск)

Введение

В настоящей работе рассмотрим некоторые явления, наблюдающиеся при скоростных соударениях твердых тел в типичном случае металлов. Для получения высоких скоростей соударения используются взрывчатые вещества. В результате исследований ударной сжимаемости металлов с использованием нормальных соударений поверхностей со скоростями до 15 км/с была развита газодинамическая модель расчета явлений, происходящих в металлах вплоть до весьма высоких давлений в несколько мегабар. Этот подход оказался плодотворным для понимания целого ряда процессов, происходящих в металлах в условиях взрывных нагрузок.

Вместе с тем были обнаружены некоторые явления, объяснение которых не укладывалось в рамки газодинамического подхода. Они наблюдались при косых соударениях (рис. 1), когда область высоких давлений вблизи линии контакта перемещалась вдоль соударяющихся поверхностей.

Кумуляция — это процесс образования струи металла при обжатии полых металлических оболочек зарядов ВВ. Авторы гидродинамической теории кумуляции — М. А. Лаврентьев в СССР [1] и группа авторов в США [2] (Брикгоф, Тэйлор и др.) предложили рассматривать процесс схлопывания оболочки подобно известной задаче гидродинамики о соударении струй идеальной несжимаемой жидкости. Эта аналогия позволила предсказать появление высокоскоростной кумулятивной струи, которая в последствии была обнаружена экспериментально.

После появления этих фундаментальных исследований стали обнаруживаться некоторые экспериментальные факты, не объяснимые с помощью гидродинамической теории.

В частности, было отмечено явление исчезновения кумулятивной струи при малых углах раствора конических оболочек. Объяснения этого факта в основном сводилось к неустойчивости и распылению кумулятивной струи, когда последняя при малых углах раствора становится слишком тонкой. Выдвигались также предположения о возможности «внутреннего взрыва» тонкой струи из-за большого градиента

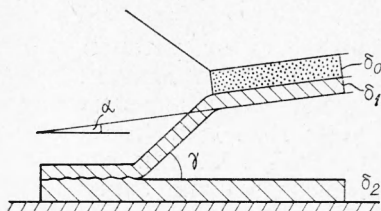


Рис. 1.