

## О ВЛИЯНИИ ПОРИСТОСТИ НА КУМУЛЯТИВНОЕ ТЕЧЕНИЕ

Ю. А. Тришин, С. А. Кинеловский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Показано, что для кумулятивных зарядов с пористыми облицовками возможно существование двух типов кумулятивных течений — с распыленной струей, заполняющей всю полость кумулятивной выемки, и с монолитной струей. Получены оценки условий перехода от одного типа течения к другому и показано, что путем изменения начальной пористости можно управлять физико-механическими свойствами материала облицовки в процессе ее обжаривания продуктами детонации заряда взрывчатого вещества. Для течения с монолитной струей экспериментально показано, что кумулятивные заряды с пористыми облицовками могут обладать большей проникающей способностью в стальные преграды, чем аналогичные по конструкции заряды с монолитными облицовками. Течение с распыленным потоком используется для нанесения покрытий на преграду-подложку и синтеза новых соединений. Приведены результаты экспериментов, в которых при использовании кумулятивных облицовок из механической смеси порошков W или Ti с углеродом на стальных или титановых подложках получены слои, содержащие карбиды указанных металлов.

В настоящей работе рассматриваются кумулятивные заряды с пористыми облицовками. Проведенные ранее исследования показали, что посредством изменения начальной пористости можно управлять физико-механическими свойствами вещества кумулятивной облицовки в процессе ее разгона зарядом взрывчатого вещества (ВВ). Было обнаружено, что в зависимости от начальной пористости имеют место два сильно отличающихся друг от друга струйных кумулятивных потока — струйные течения, заполняющие всю полость кумулятивного заряда, и нормальные кумулятивные струи, обладающие проникающей способностью в металлические преграды [1, 2].

Первый тип струйных течений может быть использован для нанесения покрытий из вещества кумулятивной облицовки (кумулятивное напыление) [3] и для синтеза новых материалов в результате фазовых переходов и физико-химических превращений [4].

Второй тип течений с монолитной струей позволяет расширить спектр материалов, применяемых в практической кумуляции, за счет использования в кумулятивных зарядах вольфрамовых облицовок. Кроме того, этот тип течений позволяет вплотную приблизить глубину проникания в преграду для зарядов со стальными облицовками к глубине для зарядов с монолитными облицовками из меди (для одинаковых по геометрии зарядов).

Идея, которая положена в основу кумулятивного заряда с пористой металлической облицовкой, состоит в том, что при обжаривании облицовки продуктами детонации ВВ материал пористой облицовки нагреется сильнее, чем материал монолитной облицовки. Степень нагрева определяется пористостью облицовки  $m = \rho_0/\rho_{00}$  ( $\rho_0$  и  $\rho_{00}$  — плотности сплошного и пористого вещества), естественно, что  $\rho_0 > \rho_{00}$  для  $m > 1$ . С ростом температуры при разгоне облицовки зарядом ВВ ее вязкость сильно уменьшается, что позволяет провести процесс схлопывания как бы в рамках модели идеальной жидкости без потери энергии на диссипативные процессы. Поэтому, задавая начальную пористость облицовки такой, чтобы при прохождении по ней ударной волны обеспечить температуру нагрева, необходимую для значительного уменьшения вязкости, получаем облицовку с той же плотностью, что и сплошная, но со значительно меньшей вязкостью. Действительно, кинематическая вязкость жидких металлов в зависимости от температуры выражается формулой [5]

$$\nu = A \exp(E/RT), \quad (1)$$

где  $A$  — константа;  $E$  — энергия активации вязкого течения, значения которой лежат в пределах  $(40 \div 60) \cdot 10^6$  Дж/кг-атом;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Отсюда следует, что с ростом температуры  $T$  кинематическая вязкость  $\nu$  экспоненциально уменьшается.

С другой стороны, материал кумулятивной облицовки можно предварительно нагреть посторонним источником, например джоулевым теплом. Как показали эксперименты [2], скорость кумулятивной струи при этом становится равной скорости струи, определяемой гидродинамической теорией кумуляции [6], которая основана на модели идеальной несжимаемой жидкости. Следовательно, предварительный нагрев материала облицовки превращает его в идеальную среду, что существенно снижает диссипативные потери в процессе взрывного обжатия кумулятивной облицовки и формирования кумулятивной струи.

Для описания поведения пористой облицовки в ударной волне воспользуемся ударной адиабатой в форме, предложенной Е. И. Забабахинным — Я. Б. Зельдовичем [7],

$$p_H = \frac{(h-1)p_x - 2E_x/V}{h - V_{00}/V} = \frac{(h-1)p_x - 2E_x/V}{h - mV_0/V}, \quad (2)$$

$$h = \frac{2}{\Gamma} + 1,$$

где упругая составляющая давления  $p_x$  взята в форме уравнения Тэта

$$p_x = B \left[ \left( \frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right], \quad (3)$$

которое содержит два параметра, характеризующих материал, —  $n$  и  $B$ . Здесь  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена,  $E_x$  — упругая составляющая внутренней удельной энергии,  $V_{00}$  — начальный объем пористого вещества,  $V_0$  — удельный объем сплошного вещества. Полагая  $V_0/V = 1 + \varepsilon$ , где  $\varepsilon \ll 1$ , получаем  $p_x = nB\varepsilon$  и

$$p_H = \frac{2nB}{2 - (m-1)\Gamma} \varepsilon = \alpha_0 \varepsilon. \quad (4)$$

После выхода ударной волны на свободную поверхность облицовки материал изэнтропически расширяется в волне разрежения. Такие изэнтропы  $p_S(V)$ ,  $E_S(V)$  можно вычислить из уравнения состояния Ми — Грюнайзена

$$E_S - E_H = \frac{V}{\Gamma} (p_S - p_H), \quad (5)$$

где, как обычно,  $E_H$ ,  $p_H$  — удельная внутренняя энергия и давление на адиабате Гюгонио. Из (4), (5) и соотношений  $E_H = p_H(V_{00} - V)/2$  и  $p_S(V) = -dE_S(V)/dV$  получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dp_S}{dV} + \frac{\Gamma+1}{V} p_S = \frac{\Gamma+2}{2V} p_H + \left( \frac{\Gamma+2}{2} - \frac{m\Gamma}{2} \frac{V_0}{V} \right) \frac{dp_H}{dV},$$

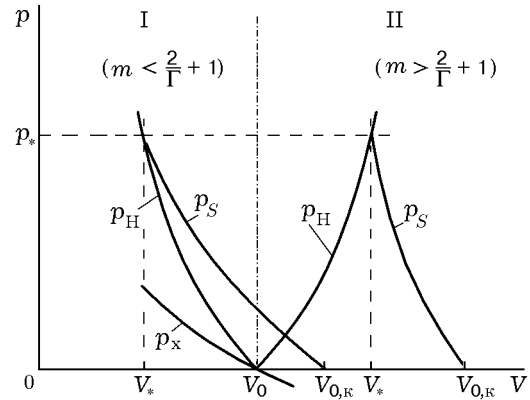


Рис. 1.  $(p, V)$ -Диаграммы сплошного и пористого вещества:

I — нормальный ход адиабат Гюгонио, II — аномальный ход

которое с учетом малости  $\varepsilon = V_0/V - 1$  преобразуется в выражение

$$\frac{dp_S}{d\varepsilon} - (\Gamma+1)(1-\varepsilon)p_S = \beta \{ [2 - (m-1)\Gamma] - [2 + (m+1)\Gamma]\varepsilon \}, \quad (6)$$

где  $\beta = nB/(2 - (m-1)\Gamma)$ . Его решение при  $\Gamma = \text{const}$  есть

$$\pi_S = \frac{p_S}{\rho_0 c_0^2} = \frac{\pi_* - \varepsilon_*}{1 + (1+\Gamma)\varepsilon_*} + \frac{1 + (1+\Gamma)\pi_*}{1 + (1+\Gamma)\varepsilon_*} \varepsilon, \quad (7)$$

где  $c_0$  — начальная скорость звука в сплошном веществе,  $\pi_*$  — давление в ударной волне, константа интегрирования определяется из условия  $p_S = p_H = p_*$  при  $V = V_*$  ( $\varepsilon = \varepsilon_*$ ).

Степень расширения материала облицовки в волне разрежения получим из (7), полагая  $\pi_S = 0$ :

$$\varepsilon_{0,k} = -\frac{\pi_* - \varepsilon_*}{1 + (1+\Gamma)\pi_*}. \quad (8)$$

Скорость звука за фронтом ударной волны  $c_H^2 = dp_H/d\rho$  определяется из (4):

$$c_H = c_0 \sqrt{\frac{2}{2 - (m-1)\Gamma}}. \quad (9)$$

После разгрузки материала в волне разрежения до  $p_S = 0$  из (7) следует, что для  $c_S^2 = dp_S/d\rho$  скорость звука становится равной

$$c_S = c_0 \sqrt{\frac{1 + (1+\Gamma)\pi_*}{1 + (1+\Gamma)\varepsilon_*}}. \quad (10)$$

Таблица 1

$\varepsilon$	$m = 1,2$			$m = 1,5$			$m = 1,9$		
	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$
0,01	0,013	0,02	1,004	0,02	0,009	1,02	0,1	0,069	1,12
0,05	0,063	0,011	1,015	0,10	0,038	1,06	0,5	0,180	1,47
0,07	0,088	0,014	1,020	0,14	0,049	1,08	0,7	0,203	1,60
0,10	0,125	0,018	1,03	0,20	0,063	1,11	1,0	0,225	1,75
0,15	0,188	0,024	1,04	0,30	0,079	1,15	1,5	0,246	1,95
0,20	0,250	0,029	1,05	0,40	0,091	1,17	2,0	0,257	2,09
$c_H/c_0$	1,12			1,41			3,16		

Таблица 2

$\varepsilon$	$m = 2,1$			$m = 2,5$			$m = 3,0$		
	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$	$\pi$	$ \varepsilon_{0,к} $	$c_S/c_0$
0,01	0,1	0,085	1,158	0,02	0,028	1,05	0,01	0,019	1,03
0,05	0,5	0,220	1,715	0,10	0,115	1,24	0,05	0,087	1,16
0,07	0,7	0,248	1,980	0,14	0,148	1,34	0,7	0,116	1,24
0,10	1,1	0,275	2,390	0,20	0,186	1,51	0,10	0,154	1,36
0,15	1,5	0,300	3,162	0,30	0,237	1,86	0,15	0,207	1,62
0,20	2,0	0,314	4,183	0,40	0,273	2,345	0,20	0,250	2,00
$c_H/c_0$	3,16			1,41			1,0		

Результаты расчетов сведены в табл. 1, 2: в табл. 1 приведены результаты для пористой меди при нормальном ходе ударных адиабат  $p_H$  в области I ( $m < 2/\Gamma + 1$ ), а в табл. 2 — для аномального хода ударных адиабат в области II ( $m > 2/\Gamma + 1$ ) (рис. 1). В табл. 3, 4 приведены температуры нагрева пористых облицовок из меди в ударной волне

$$\Delta T_H = (E_H - E_x)/c,$$

где  $c$  — удельная теплоемкость меди. Адиабата Гюгонио для пористого вещества имеет вид

$$E_H = \frac{p_H}{2}(V_{00} - V) = \frac{p_H V}{2} \left( m \frac{V_0}{V} - 1 \right) = \frac{p_H V_0}{2} (m - 1 + \varepsilon).$$

Подставляя сюда значение  $p_H$  из соотношения (4), имеем

$$E_H = \frac{nBV_0}{2 - (m - 1)\Gamma} (m - 1 + \varepsilon)\varepsilon = \frac{c_0^2}{2 - (m - 1)\Gamma} (m - 1 + \varepsilon)\varepsilon. \quad (11)$$

Для  $m = 1$  получаем из (11) внутреннюю удельную энергию сплошного вещества  $E_H^c$ , которая совпадает с точностью до  $\varepsilon^3$  с энергией холодного сжатия

$$E_H^c = E_x = c_0^2 \varepsilon^2 / 2. \quad (12)$$

В табл. 3 и 4 приведены также остаточные температуры  $\Delta T_S$  после разгрузки в волне разрежения по изоэнтропе до нулевого давления

$$\Delta T_S = \frac{1}{c} \left( E_H - \int_{V_*}^{V_{0,к}} p_S dV \right).$$

Стоящий в правой части интеграл принимает значение

$$I_H = \frac{c_0^2}{2} \frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_* (|\varepsilon_{0,к}| + \varepsilon_*)^2}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*}$$

для нормального хода ударных адиабат и

$$I_a = c_0^2 \frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_* (|\varepsilon_{0,к}| + |\varepsilon_*|)^2}{1 - (\Gamma + 1)\varepsilon_*}$$

Таблица 3

$\varepsilon$	$m = 1,2$			$m = 1,5$			$m = 1,9$		
	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$
0,01	0,013	51	50	0,02	200	197	0,1	1825	1670
0,05	0,063	260	240	0,10	1050	930	0,5	9480	7225
0,07	0,088	375	330	0,14	1500	1270	0,7	13530	9790
0,10	0,125	550	460	0,20	2210	1755	1,0	19870	13550
0,15	0,188	865	660	0,30	3460	2530	1,5	31160	19700
0,20	0,250	1200	860	0,40	4820	3280	2,0	43350	25815

Таблица 4

$\varepsilon$	$m = 2,1$			$m = 2,5$			$m = 3,0$		
	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$	$\pi$	$\Delta T_H, \text{ К}$	$\Delta T_S, \text{ К}$
0,01	0,1	2185	2030	0,02	600	597	0,01	380	378
0,05	0,5	10550	8840	0,10	2900	2770	0,05	1960	1920
0,07	0,7	14500	12005	0,14	4020	3800	0,07	2710	2645
0,10	1,0	20070	16560	0,20	5640	5300	0,10	3800	3690
0,15	1,5	28600	24080	0,30	8090	7570	0,15	5580	5410
0,20	2,0	36130	31570	0,40	10440	9850	0,20	7225	7025

для аномального хода. Результаты расчетов в табл. 3 соответствуют нормальному ходу ударных адиабат, в табл. 4 — аномальному ходу. Из этих таблиц следует, что с увеличением пористости растут температуры  $T_H$ ,  $T_S$ , а вместе с ними значение  $|\varepsilon_{0,к}|$  (8) и скорость звука за фронтом волны разрежения  $c_S$  (10), если давление в ударной волне  $\pi_*$  одинаково для различных значений пористости. Для нормального хода ударных адиабат в формуле (4)  $\alpha_0 > 0$  и  $\varepsilon > 0$ , а для аномального хода — одновременно  $\alpha_0 < 0$  и  $\varepsilon < 0$ , что в результате всегда дает  $p_H > 0$ .

Интересно отметить, что для аномального хода ударных адиабат скорость звука  $c_S$  в волне разрежения стремится к бесконечности (10), когда  $\varepsilon_* = -1/(\Gamma + 1)$ , что для медной облицовки ( $\Gamma = 2$ ) дает значение  $\varepsilon_* = -0,333$ . Это требует давления в меди в ударной волне

$$\pi_* = |\alpha| |\varepsilon_*| = \frac{2}{(\Gamma + 1)[(m - 1)\Gamma - 1]},$$

что при  $m = 2,5$  соответствует  $\pi_* = 2/3$  или  $p_H \simeq 950$  кбар, а для  $m = 3$  —  $p_H \simeq 474$  кбар.

Теперь исследуем  $(p, u)$ -диаграммы для рассмотрения распада разрыва на границе «по-

ристая облицовка — взрывчатое вещество». Известно, что внутренняя удельная энергия конденсированного вещества в ударной волне равна удельной кинетической энергии  $E_H = u^2/2$ . Отсюда следует, что

$$u^2 = p_H V_0 (m - 1 + \varepsilon).$$

Подставляя сюда значения  $p_H$  из (4), получаем

$$p^2 + \alpha_0 (m - 1)p - \alpha_0 \rho_0 u^2 = 0. \quad (13)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\pi = \frac{p}{\rho_0 c_0^2} = -\frac{\alpha(m-1)}{2} + \sqrt{\frac{\alpha^2(m-1)^2}{4} + \alpha v^2}, \quad (14)$$

где  $\alpha = 2/[2 - (m - 1)\Gamma]$ ,  $v = u/c_0$ . Знак плюс перед корнем взят из соображений, что при  $u = 0$  должно быть  $p = 0$ . Что же касается аномального хода ударной адиабаты, то соответствующие им  $(p, u)$ -зависимости при  $V_0/V = 1 - \varepsilon$  имеют вид

$$u^2 = p V_0 (m - 1 - \varepsilon),$$

что приводит к уравнению вида

$$p^2 - |\alpha_0|(m-1)p + |\alpha_0|\rho_0 u^2 = 0.$$

Его решение

$$\pi = \frac{p}{\rho_0 c_0^2} = \frac{|\alpha|(m-1)}{2} - \sqrt{\frac{|\alpha|^2(m-1)^2}{4} - |\alpha|v^2}. \quad (15)$$

Здесь и везде далее считаем, что  $\alpha_0$  и  $\varepsilon$  больше нуля (имеются в виду их модули  $|\alpha_0| > 0$ ,  $|\varepsilon| > 0$ ). Знак минус перед корнем взят из соображений, что при  $u = 0$  ( $v = 0$ ) должно быть  $p = 0$ . Из уравнения (13) следует, что для сплошного вещества ( $m = 1$ )  $\pi = v$ , что в данном приближении означает, что  $(p, u)$ -диаграмма есть прямая линия, проходящая через начало координат. Зависимость (14) графически представляет собою гиперболу, так как  $\alpha > 0$  и ее каноническое уравнение есть

$$\frac{(\pi + A)^2}{A^2} - \frac{v^2}{A^2/\alpha} = 1,$$

где

$$A = \frac{\alpha(m-1)}{2} = \frac{m-1}{2 - (m-1)\Gamma},$$

$$m < \frac{2}{\Gamma} + 1.$$

Разделяющая линия  $(p, u)$ -диаграммы соответствует вертикальной прямой в плоскости  $(p, V)$ , проходящей через точку  $V = V_0$  ( $\varepsilon = 0$ ). Последняя делит область адиабат Гюгониио на две части — с нормальным (I) и аномальным (II) ходом зависимости и получается из уравнения (13) при  $m = 2/\Gamma + 1$ , когда  $\alpha_0 \rightarrow \infty$ , что дает  $\pi = v^2$ . И наконец, уравнение (15), представляющее собою на плоскости  $(p, V)$  ударные адиабаты с аномальным ходом, является уравнением эллипса, так как  $\alpha < 0$ , и его каноническое уравнение есть

$$\frac{(\pi - A)^2}{A^2} + \frac{v^2}{A^2/|\alpha|} = 1,$$

где  $a^2 = A^2/|\alpha|$  — большая полуось эллипса,  $b^2 = A^2$  — малая полуось,  $A = |\alpha|(m-1)/2$ ,  $m > 2/\Gamma + 1$ .

Предельная массовая скорость при аномальном ходе ударных адиабат равна длине большей полуоси эллипса:

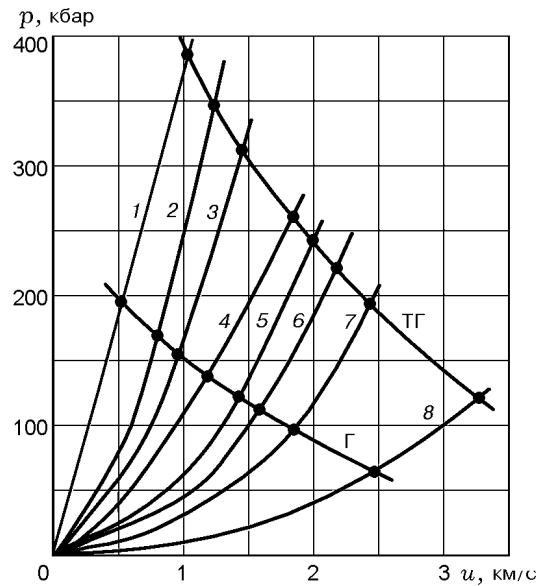


Рис. 2.  $(p, u)$ -Диаграммы пористой меди (1–7), пористого алюминия (8), гексогена насыпной плотности (Г) и литого сплава ТГ 1:1 (ТГ):

$m$ : 1 — 1,0 (моноклит), 2 — 1,2, 3 — 1,5, 4 — 2,1, 5 — 2,5, 6 — 3,0, 7 — 4,0, 8 — 3,5; прирост температуры в ударной волне в точках пересечения кривых (К): 1-Г — 5, 2-Г — 550, 3-Г — 1190, 4-Г — 1990, 5-Г — 2530, 6-Г — 3930, 7-Г — 3970, 8-Г — 3075; 1-ТГ — 85, 2-ТГ — 1160, 3-ТГ — 2430, 4-ТГ — 4060, 5-ТГ — 4820, 6-ТГ — 5640, 7-ТГ — 7350, 8-ТГ — 5700

$$v_{\max} = \frac{m-1}{2} \sqrt{\frac{2}{(m-1)\Gamma - 2}},$$

$$m > \frac{2}{\Gamma} + 1,$$

что для  $\Gamma = 2$  и  $m = 3, 5, 10$  дает соответственно  $v_{\max} = 1; 1,15; 1,59$ .

На рис. 2 представлены  $(p, u)$ -диаграммы пористой меди и алюминия ( $m = 3, 5$ ), а также взрывчатых веществ ТГ 50/50 и насыпного гексогена,

$$p = p_H \left( \frac{3k-1}{2k} \right)^{2k/(k-1)} \left[ 1 - \frac{k^2-1}{3k-1} \frac{u}{D} \right]^{2k/(k-1)},$$

где для литого ТГ 50/50  $p_H = 252$  кбар,  $D = 7,65$  км/с,  $k = 3$ ,  $u_H = 1,91$  км/с,  $\rho_0 = 1,68$  г/см<sup>3</sup>, а для насыпного гексогена  $p_H = 104,6$  кбар,  $D = 6,05$  км/с,  $k = 2,5$ ,  $u_H = 1,73$  км/с,  $\rho_0 = 1$  г/см<sup>3</sup> [8]. Точки пересечения  $(p, u)$ -диаграмм взрывчатых веществ и пористых металлов определяют параметры ударных волн, возбуждаемых при детонации взрывчатыми веществами, находящимися в контакте

с металлами. Соответствующий точкам пересечения кривых прирост температуры в ударной волне приведен в подписи к рисунку, причем для  $m > 2$  прирост температуры вычислялся без учета  $E_x$ , так как считалось, что сильно нагретые металлы, скомпактированные из порошков, не могут выдерживать достаточно больших растягивающих напряжений ( $p_x$ ). Поэтому для них брали  $p_x = 0$ .

При выходе ударной волны на свободную поверхность облицовки волна разрежения пойдет вглубь облицовки, а сама облицовка получит дополнительную скорость, равную

$$u_{\max} = \int_{V_*}^{V_{0,к}} \sqrt{-dV dp_S}.$$

Подставив сюда значение дифференциала  $dp_S$  из соотношения (7), имеем

$$u = \int_{V_*}^V \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*} \frac{c_0^2}{V^2} (dV)^2} = \\ = c_0 \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*}} \int_{V_*}^V \frac{dV}{V}$$

или

$$u = c_S \ln \frac{V}{V_*} = c_S \ln \left( \frac{V}{V_0} \frac{V_0}{V_*} \right) = \\ = c_S \left( \ln \frac{V_0}{V_*} - \ln \frac{V_0}{V} \right).$$

Подставляя в последнее выражение значения  $V_0/V_* = 1 + \varepsilon_*$  и  $V_0/V = 1 + \varepsilon$ , окончательно имеем

$$u = c_S (\varepsilon_* - \varepsilon).$$

Заменяя  $\varepsilon$  его значением из соотношения (7), запишем

$$u = c_S \varepsilon_* - c_S \frac{\pi_S - \{(\pi_* - \varepsilon_*)/[1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*]\}}{c_S^2/c_0^2}.$$

Отсюда окончательно получаем  $(p, u)$ -диаграмму волны разгрузки:

$$\pi_S = \pi_* - \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*}} \frac{u}{c_0} = \pi_* - \frac{c_S}{c_0} v. \quad (16)$$

Максимальная дополнительная скорость, получаемая средой в волне разрежения, достигается при разгрузке до  $\pi_S = 0$  ( $V = V_{0,к}$ ):

$$v_{\max} = \frac{c_0}{c_S} \pi_*, \quad (17)$$

где  $\pi_* = \alpha \varepsilon_* = 2/[2 - (m - 1)\Gamma] \varepsilon_*$ . В волне разрежения из области II (см. рис. 1) в формуле (16) значение  $\varepsilon_*$  отрицательно, а  $\pi_*$  положительно.

Интересно сравнить массовую скорость за фронтом ударной волны в пористой среде с дополнительной скоростью  $u_{\max}$ , получаемой средой в волне разрежения. Для меди при  $\varepsilon_* = 0,1$  массовая скорость  $u_{\max}$  в волне разрежения при  $m = 1; 1,5; 1,7$  и  $3$  равна  $0,4; 0,72; 1,06$  и  $0,29$  км/с, а соответствующие им массовые скорости за фронтом ударной волны равны  $0,4; 1,39; 2,07$  и  $1,74$  км/с. То есть принцип удвоения массовой скорости при отражении ударной волны от свободной поверхности в пористой среде не выполняется. Более того, из формул (10) и (17) следует, что в случае  $c_S \rightarrow \infty$ , когда  $\varepsilon_* = -1/(\Gamma + 1)$ , отражение ударной волны от свободной поверхности не приводит к дополнительному росту массовой скорости. Скорость материала в этом случае остается равной массовой скорости в ударной волне.

Итак, скорость, которую получает облицовка при взрыве на ее поверхности заряда ВВ, складывается из массовой скорости за фронтом ударной волны  $u_*$  и скорости частицкумулятивной облицовки в волне разрежения  $u_S$ . Обратимся к  $(p, u)$ -диаграмме (см. рис. 2) взаимодействия детонационной волны с пористой облицовкой, где в точках пересечения кривых ВВ с ударными адиабатами пористой меди представлены приращения температур в ударной волне. При времени нагрева  $0,1 \div 10$  мкс возможен перегрев металлической жидкости вплоть до предельно устойчивых состояний, определяемых спинодалью. В реальных условиях перегрев жидкости затруднен тем, что жидкость содержит готовые центры (например, газовые включения). Однако в случае подвода большой мощности, когда доля вещества, испарившегося через свободную поверхность и через поверхность гетерогенных зародышей невелика, возможен перегрев жидкости и близкий подход к спинодали, которая является границей термодинамической устойчивости существования метастабильной жидкости, соответствующей переходу жидкости в пар. Оценки в [9] показывают, что перегрев метастабильной жидкости, близкий к предельному, возможен при  $dT/dt \geq 10^8$  К/с. При приближении к спинодали из области метастабильной жидкости флуктуации резко возрастают. В окрестности

спинодали вступает в действие флуктуационный механизм гомогенной нуклеации, приводящий к взрыву метастабильной жидкометаллической фазы. Продуктом взрыва является парожидкостная смесь с относительным содержанием пара  $\beta = (H_S - H_0)/\lambda_0$  и теплотой взрыва

$$H_{sp} - H_0 = \int_{T_0}^{T_S} c_p dt,$$

где  $H_0$  — энтальпия в точке кипения  $T_0$ ,  $c_p$  — теплоемкость жидкости в метастабильной области,  $\lambda_0$  — теплота парообразования при  $T_0$ .

Линия спинодали, согласно работе [9], может быть представлена уравнением

$$p/p_{cr} = 10 T/T_{cr} - 8,5,$$

где  $p_{cr}$  и  $T_{cr}$  — критические давление и температура. При  $p = 0$  температура спинодали  $T_{sp} = 0,85T_{cr}$ . Для меди  $T_{cr} = 5450$  К, поэтому  $T_{sp} = 4630$  К. Таким образом, фазовый взрыв пористой меди можно ожидать при детонации на ее поверхности заряда ТГ 50/50, начиная с пористости  $m = 2,5$  и выше (см. рис. 2).

Результаты расчетов основных параметров метания кумулятивных облицовок взрывом представлены в табл. 5 и 6. Здесь  $\rho_S = \rho_0(1 - |\varepsilon_{0,k}|)$  — плотность частиц в волне раз-

режения,  $U = u_* + u_S$  — скорость метания,  $p = \rho_S c_S U$  — давление соударения элементов кумулятивной облицовки в плоскости симметрии при нулевом угле соударения. Согласно гидродинамической теории кумуляции [6] вектор скорости метания  $U$  направлен перпендикулярно поверхности метаемой пластины (облицовки). Тогда скорость кумулятивной струи определяется выражением

$$V_{cum} = \frac{U}{\sin \alpha} + \frac{U}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{U}{\operatorname{tg}(\alpha/2)}, \quad (18)$$

где  $2\alpha$  — угол раствора кумулятивной облицовки. Первое слагаемое в (18), называемое скоростью точки контакта ( $v_c$ ), — это скорость перемещения системы координат, в которой картина течения стационарна. Второе слагаемое — скорость струй на бесконечности и свободных поверхностях в этой системе координат. Для любого другого направления вектора скорости  $U$  соответственно изменяются значения этих двух скоростей, но скорость кумулятивной струи в лабораторной системе координат всегда будет определяться их суммой. В этой системе координат критерий струеобразования заключается в том, чтобы скорость точки контакта была меньше местной скорости звука в окрестности точки соударения [10]. Этот критерий справедлив как для плоского,

Таблица 5

$\varepsilon$	$m = 1,5$					$m = 1,9$				
	$ \varepsilon_{0,k} $	$\rho_S, \text{ г/см}^3$	$U, \text{ км/с}$	$c_S, \text{ км/с}$	$p, \text{ кбар}$	$ \varepsilon_{0,k} $	$\rho_S, \text{ г/см}^3$	$U, \text{ км/с}$	$c_S, \text{ км/с}$	$p, \text{ кбар}$
0,01	0,009	8,82	0,48	4,08	173,5	0,069	8,29	1,56	4,48	580,5
0,03	0,025	8,68	0,94	4,16	340,5	0,142	7,64	3,02	5,28	1219,5
0,05	0,038	8,56	1,32	4,24	477,3	0,180	7,30	4,12	5,88	1767,5
0,10	0,063	8,34	2,11	4,44	779,8	0,225	6,90	6,29	7,00	3036,1
0,15	0,079	8,20	2,81	4,60	1059,6	0,245	6,72	8,10	7,80	4244,1

Таблица 6

$\varepsilon$	$m = 2,1$					$m = 2,5$				
	$ \varepsilon_{0,k} $	$\rho_S, \text{ г/см}^3$	$U, \text{ км/с}$	$c_S, \text{ км/с}$	$p, \text{ кбар}$	$ \varepsilon_{0,k} $	$\rho_S, \text{ г/см}^3$	$U, \text{ км/с}$	$c_S, \text{ км/с}$	$p, \text{ кбар}$
0,01	0,085	8,14	1,67	4,64	630,8	0,028	8,65	0,77	4,20	279,7
0,03	0,174	7,35	3,1	5,80	1321,5	0,076	8,23	1,40	4,56	525,4
0,05	0,220	6,94	4,07	6,88	1943,3	0,115	7,88	1,84	4,96	719,2
0,10	0,275	6,45	5,67	9,56	3496,2	0,186	7,24	2,65	6,04	1158,8
0,15	0,300	6,23	10,17	12,64	8008,6	0,237	6,79	3,19	7,44	1611,5

Таблица 7

$\varepsilon$	$m = 1,5$				$m = 2,5$			
	$V_{cum}/v_c$ , км/с, при $2\alpha$			$c_S$ , км/с	$V_{cum}/v_c$ , км/с, при $2\alpha$			$c_S$ , км/с
	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$		$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	
0,01	3,65/1,85	1,79/0,94	1,16/0,68	4,08	5,89/2,98	2,87/1,53	1,86/1,08	4,20
0,03	7,14/3,63	3,51/1,89	2,27/1,33	4,16	10,63/5,41*	5,22/2,80	3,38/1,98	4,56
0,05	10,03/5,1*	4,93/2,63	3,19/1,86	4,24	13,98/7,11*	6,87/3,69	4,44/2,61	4,96
0,10	16,03/8,15*	7,87/4,21	5,09/2,98	4,44	20,13/10,24*	9,89/5,29	6,40/3,74	6,04
0,15	21,34/10,85*	10,49/5,62*	6,78/3,97	4,60	24,23/12,33*	11,91/6,37	7,70/4,51	7,44

Примечание. \* бесструйная конфигурация косоугольного соударения пластин.

так и для осесимметричного случая соударения. В рассматриваемом случае это означает, что

$$v_c = U / \sin \alpha \leq c_S. \quad (19)$$

В табл. 7 представлены скорости кумулятивной струи, рассчитанные по формуле (18), в зависимости от пористости и угла соударения  $2\alpha$ . Полагается, что все элементы плоской медной облицовки приходят в движение одновременно со скоростью  $U$ , нормальной к ее поверхности, при этом фронт детонационной волны параллелен поверхности пластины. В этой же таблице приведены значения  $v_c$  и  $c_S$ , вычисленные по формулам (19) и (10) соответственно. Из таблицы следует (см. также табл. 1 и 2), что с ростом пористости скорость звука также возрастает. Последнее обстоятельство было использовано в эксперименте для получения монолитной кумулятивной струи из цилиндрической облицовки, окруженной цилиндрическим слоем ВВ. Дело в том, что согласно критерию струеобразования (19) кумулятивная струя образуется при дозвуковой скорости точки контакта. В телескопическом заряде скорость точки контакта равна скорости детонации заряда ВВ. Поэтому для заряда из насыпного гексогена ( $D = 6,2$  км/с) с монолитной цилиндрической оболочкой из никеля ( $c_0 = 4,6$  км/с) струя не должно быть. Если же взять пористую никелиевую оболочку ( $m = 2,2$ ), то струя образуется, так как скорость звука  $c_S$  возрастает с ростом пористости, что и было зафиксировано в экспериментах.

Для кумулятивных зарядов с пористыми коническими облицовками (рис. 3) в качестве материала были использованы порошки никеля, меди и железа, а заряд ВВ изготавливался

из гексогена насыпной плотности  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> ( $D = 6,2$  км/с). Для получения конических облицовок с заданной пористостью заготовки прессовали на статическом прессе.

Проведенная серия экспериментов с зарядами, имеющими пористые облицовки, показала, что в общих чертах характер струйного течения в ряде случаев сохраняется, но есть и отличия. Для порошка никеля насыпной плотности ( $\rho_{00} = 3,2$  г/см<sup>3</sup>) получен обычный случай струйного течения – кумулятивная струя и пест, только распад струи связан с разуплотнением материала струи. Для облицовок с еще

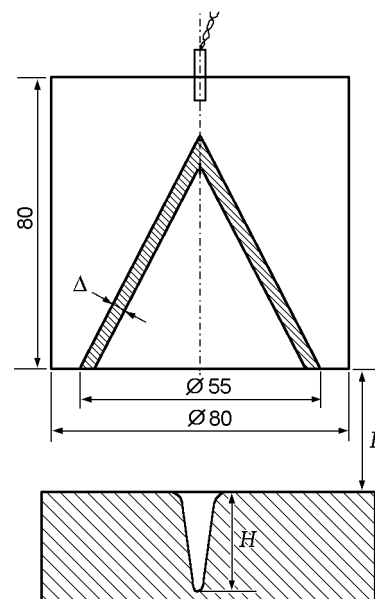


Рис. 3. Конструкция кумулятивного заряда, применявшегося в экспериментах по пробитию преград и нанесению на них покрытий



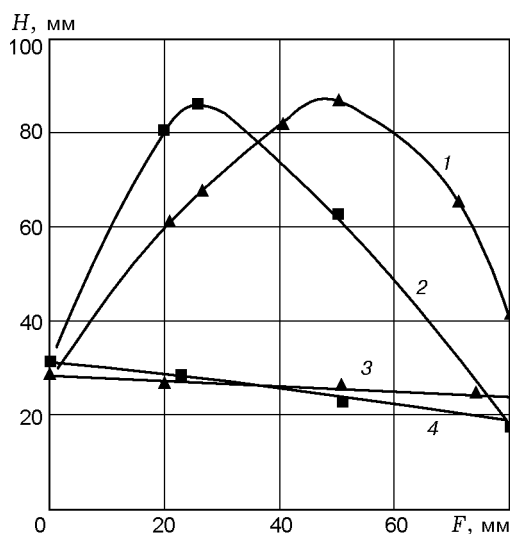


Рис. 4. Зависимость глубины пробития стальной преграды от фокусного расстояния для пористых облицовок из порошков никеля (1, 3) и меди (2, 4):

1, 2 — прессованная облицовка, 3, 4 — облицовка насыпной плотности

большой степенью пористости, например для меди насыпной плотности ( $\rho_{00} = 1,8 \text{ г/см}^3$ ,  $m = 4,9$ ), струи как таковой не образуется. Сразу же после начала схлопывания облицовки наблюдается облако частиц, летящее в направлении оси симметрии и заполняющее все пространство полости кумулятивного заряда. На рис. 4 представлена зависимость глубины пробития стали  $H$  от фокусного расстояния  $F$  для медной облицовки. Кривая 4 описывает глубину пробития для заряда с медной облицовкой насыпной плотности ( $M = 82 \text{ г}$ ,  $\Delta = 7 \text{ мм}$ ,  $\rho_{00} = 1,82 \text{ г/см}^3$ ), а кривая 2 — для прессованной медной облицовки ( $M = 85 \text{ г}$ ,  $\Delta = 3 \text{ мм}$ ,  $\rho_{00} = 3,76 \text{ г/см}^3$ ). Аналогичные зависимости получены для облицовки из порошка никеля (кривые 3, 1 соответственно). Эти эксперименты показали, что существует оптимальное фокусное расстояние, как и для кумулятивных зарядов с облицовками из монолитного материала. Кроме того, видна большая разница в глубинах пробития для насыпных и прессованных облицовок. Таким образом, глубина пробития в стальной мишени растет с уменьшением пористости, достигая максимального значения при некоторой ее величине.

Зависимость глубины пробития стальной мишени от фокусного расстояния для куму-

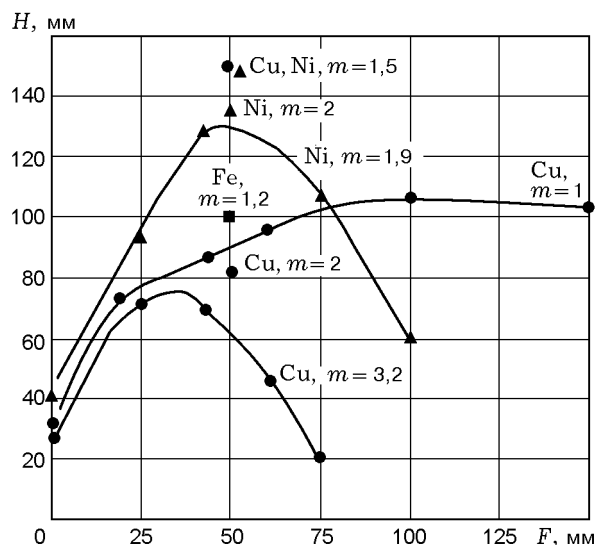


Рис. 5. Зависимости глубины пробития стальной преграды от фокусного расстояния для кумулятивного заряда с облицовкой из монолитной меди и с различными пористыми облицовками

лятивного заряда с медной монолитной облицовкой такой же конструкции представлена на рис. 5. Здесь же приведены результаты экспериментов для пористых облицовок из никеля и меди. Отдельными точками указаны глубины внедрения в стальную мишень струи от этих же кумулятивных зарядов (см. рис. 3) с насыщенным гексогеном с расстояния  $F = 50 \text{ мм}$ : для Cu при  $m = 2$  глубина пробития  $H = 84 \text{ мм}$ , при  $m = 1,5$   $H = 150 \text{ мм}$ ; для Ni при  $m = 2$   $H = 135 \text{ мм}$  и при  $m = 1,5$   $H = 150 \text{ мм}$ ; для Fe при  $m = 1,2$   $H = 100 \text{ мм}$ . Каждое из указанных значений  $H$  осреднено по результатам 3–4 опытов, а разброс не превышает 10 мм. Любопытно отметить, что данный заряд с облицовкой из сплошной меди ( $m = 1$ ), масса которой такая же, как у пористой облицовки, пробивает стальную преграду максимум на глубину  $H = 115 \text{ мм}$  (см. рис. 5).

Для аналогичных зарядов с пористыми облицовками из вольфрама насыпной плотности ( $m = 1,8$ ) получены компактные кумулятивные струи.

Для зарядов с облицовками с большой пористостью, когда температура нагрева облицовки в ударной волне превышает температуру спинодали, происходит фазовый взрыв вещества облицовки и в результате получается

парожидкостное облако, заполняющее все внутреннее пространство кумулятивной облицовки и распространяющееся вдоль оси симметрии облицовки. Этот поток и может быть использован для нанесения покрытий на преграду-подложку. Кроме того, сами условия возникновения указанного потока таковы, что открываются перспективы для реализации физико-химических превращений материала, из которого изготовлена пористая кумулятивная облицовка. Ниже приведены результаты экспериментов, в которых была проверена возможность реализации таких физико-химических превращений вещества и получены оценки параметров кумулятивных устройств, обеспечивающих нанесение покрытий с подобными превращениями вещества.

В экспериментах с нанесением покрытий использовались осесимметричные кумулятивные заряды с постоянной по высоте толщиной стенки конической облицовки, аналогичные изображенным на рис. 3. Облицовка изготавливалась из смеси порошков вольфрама или титана с углеродом (чешуйчатый графит или сажа) или азотом (гранулированная мочеви́на), которая засыпалась в конический зазор между стенками из тонкого картона; толщина стенки облицовки (ширина зазора) — примерно 3 мм. Заряд ВВ цилиндрической формы изготавливался из гексогена насыпной плотности (диаметр и высота заряда — по 80 мм) либо из сплава ТГ 1:1 при тех же геометрических размерах. При подрыве заряды располагались на расстоянии 400 ÷ 500 мм от преграды-подложки, на которую и наносилось покрытие. В качестве подложки в экспериментах использовались пластины из стали (в основном из Ст3) и титана.

При изготовлении облицовок из порошков вольфрама и углерода (графит или сажа) смесь порошков брали в соотношении 15 : 1 по массе, что приблизительно соответствует химическому соединению WC, а для смеси титан — углерод эта пропорция составляла 4 : 1, что примерно соответствует соединению TiC. При составлении смесей упомянутых металлов с гранулированной мочевиной компоненты брали в соотношении 1 : 1 по объему.

Рентгенодифрактометрические исследования материалов нанесенных покрытий были проведены на аппарате ДРОН-3М ( $R = 192$  мм,  $\text{Cu } K_\alpha$ -излучение, никелевый фильтр, детектор сцинтилляционный с амплитудной дискрими-

нацией) в области углов  $2\Theta = 5 \div 70^\circ$  со скоростью 1 град/мин. Образцы представляли собой шайбы диаметром 26 мм, закреплявшиеся в стандартном латунном кольце. Интерпретация полученных дифрактограмм проводилась с использованием литературных кристаллографических данных для кристаллических фаз углерода [11], исходных металлов [12] и карбидов металлов [13, 14].

В результате проведенных исследований установлено, что в диапазоне углов раствора кумулятивной облицовки  $60 \div 90^\circ$  в условиях приближенно экваторного состава исходной смеси почти 100 % титана переходит в карбид титана TiC. Внешний вид всех полученных дифрактограмм практически идентичен. На рис. 6 показан характерный участок дифрактограммы  $20 \div 70^\circ 2\Theta$  (шаг  $0,05^\circ$ , время накопления импульсов 10 с) для случая, когда покрытие наносилось на титановую подложку.

Более сложный случай представляют слои, образованные в результате нанесения смеси W + C; рентгеновский анализ показал наличие в образцах кристаллических фаз W (основная фаза),  $\beta\text{-W}_2\text{C}$  и незначительное количество  $\alpha\text{-WC}$ , причем при угле раствора стенок кумулятивной облицовки  $90^\circ$  карбиды отсутствуют. Появление карбидов вольфрама при уменьшении угла раствора подтверждает выводы [4] о том, что эффективность физико-химических превращений существенным образом зависит от характеристик кумулятивного устройства.

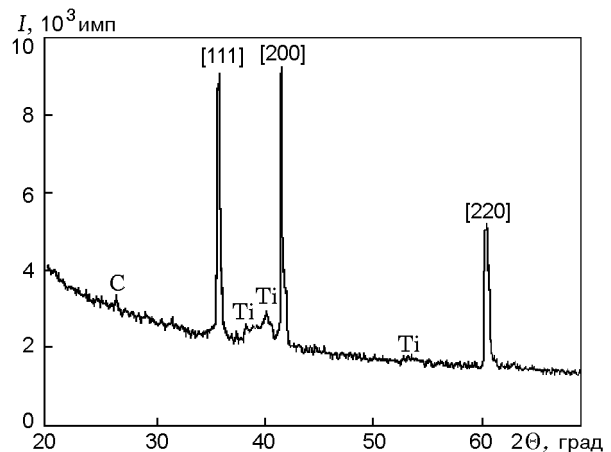


Рис. 6. Участок дифрактограммы образца, представляющего собой композит графит — карбид титана на титановой подложке

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 97-01-00826 и 98-03-32328).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кабулашвили В. Г., Тришин Ю. А. Струйные течения при взрывном обжати пористых оболочек и их применение // Инф. бюл. ИГиЛ. Новосибирск, 1988. Вып. 18. С. 149–157.
2. Тришин Ю. А. Влияние процесса диссипации энергии на характер кумулятивного течения // IV Забабахинские научные чтения: Сб. докл. междунар. конф. (окт. 1995 г.). Снежинск, 1996. С. 23–30.
3. А. с. 1729035, СССР. Устройство для нанесения покрытий / В. Г. Кабулашвили, С. А. Кинеловский, Ю. Н. Попов, Ю. А. Тришин. Опубл. 1992. Бюл. № 15.
4. Громилов С. А., Кинеловский С. А., Попов Ю. Н., Тришин Ю. А. О возможности физико-химических превращений при кумулятивном нанесении покрытий // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 127–130.
5. Баум Б. А. Металлические жидкости — проблемы и гипотезы. М.: Наука, 1979.
6. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, № 4(76). С. 41–52.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
8. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
9. Мартынюк М. М. Фазовый взрыв метастабильной жидкости // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 2. С. 213–229.
10. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 26–40.
11. Полиморфные модификации углерода и нитрида бора: Справ. изд. / А. В. Курдюмов и др. М.: Металлургия, 1994.
12. Powder diffraction File. Inorganic Phases. Alphabetical Index. ICDD. USA. 1995.
13. Самсонов Г. В., Упадхая Г. Ш., Нешпор В. С. Физическое материаловедение карбидов. Киев: Наук. думка, 1974.
14. Стормс Э. Тугоплавкие карбиды. М.: Атомиздат, 1970.

*Поступила в редакцию 1/II 1999 г.,  
в окончательном варианте — 28/IV 1999 г.*

---