

20. Райнхарт Дж. С. Некоторые количественные данные об отколе металла, подвергнутого взрывному разрушению.— Сб. пер. Механика, 1953, № 3.
21. Райнхарт Дж. С., Пирсон Дж. Взрывная обработка металлов. М., «Мир», 1966.
22. Златин Н. А., Иоффе Б. С. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе.— ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 8.
23. Smith J. H. Three low-pressure spall thresholds in copper.—In: Dynamic behavior of materials. Philadelphia, Pa., ASTM, 1963.
24. Nahmani G. Les ondes de detonation.— CNRS, 1962, N 109.
25. Curran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminum.—«J. Appl. Phys.», 1963, vol. 34, N 9.
26. O'Brien J. L., Davis B. S. On the fracture of solids under impulsive loading conditions.—In: Response of metals to high velocity deformation. N.—Y., Interscience, 1961.
27. Béatrix Ph. Expériences d'écaillage dans l'aluminium et interprétation des résultats.— «Ann. Phys.», 1963, vol. 8, N 5—6.
28. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, вып. 6.
29. Журков С. Н., Санфиорова Т. П. Температурно-временная зависимость прочности чистых металлов.— «Докл. АН СССР», 1955, т. 101, № 2.
30. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— «Усп. физ. наук», 1972, т. 106, № 2.
31. Holland A. J., Turner W. E. S. Effect of sustained loading on breaking strength of sheet glass.— «J. Soc. Glass Technol.», 1940, N 24.
32. Taylor N. W. Mechanism of fracture of glass and similar brittle solids.— «J. Appl. Phys.», 1947, N 18.
33. Clathart J. L., Preston F. W. The fatigue modulus of glass.— «J. Appl. Phys.», 1946, N 17.
34. Новиков С. А., Синицына Л. М. О влиянии скорости деформирования при отколе на величину разрушающих напряжений.— ФММ, 1969, т. 28, вып. 6.
35. Breed B. R., Mader C. L., Venable D. Technique for the determination of dynamic-tensile-strength characteristics.— «J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 8.
36. Тарасов Б. А. О временной зависимости прочности оргстекла при ударной нагрузке.— «Проблемы прочности», 1972, № 12.
37. Бетехтин В. И., Журков С. Н. Временная и температурная зависимость прочности твердых тел.— «Проблемы прочности», 1971, № 2.
38. Steverding B., Lehnigk S. H. Response of cracks to impact.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 5.
39. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— ПТЭ, 1963, № 1 (7).
40. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Лазерный дифференциальный интерферометр (теория прибора и пример использования).— ЖТФ, 1973, т. 49, № 9.
41. Качан М. С., Киселев Ю. В., Тришин Ю. А. Взаимодействие ударных волн с контактной границей соударяющихся тел.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
42. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
43. Качан М. С., Тришин Ю. А. Волны сжатия и растяжения при соударении твердых тел.— ФГВ, 1975, т. 11, № 6.
44. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.

УДК 534.222.2

УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ И ПРОФИЛИ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

Н. С. Козин, Н. К. Кузьмина

(Новосибирск)

1. Описание параметров среды. Математическая модель изотропной среды, предложенная в [1—3], предполагает, что вещество характеризуется внутренней энергией E на единицу массы вещества и характерным

временем τ релаксации касательных напряжений. Внутренняя энергия E связана уравнением состояния среды

$$(1.1) \quad E = E(\alpha, \beta, \gamma, S)$$

с плотностью энтропии S и величинами α, β, γ . Параметры α, β, γ представляют собой логарифмы «упругих» удлинений k_1, k_2, k_3 вдоль главных осей упругой деформации:

$$\alpha = \ln k_1, \beta = \ln k_2, \gamma = \ln k_3.$$

Уравнения состояния вида (1.1) приведены в [2] для железа (α -фазы), алюминия, меди, никеля, свинца и титана. Характерное время τ релаксации касательных напряжений определяется формулой для его зависимости от напряженного состояния среды

$$(1.2) \quad \tau = \tau(\sigma, T),$$

где T — температура; $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}$ — интенсивность касательных напряжений (σ_1, σ_2 и σ_3 — главные напряжения). Форма этой зависимости приведена в [3] для железа, алюминия, меди и свинца.

При расчете ударных волн использована зависимость, являющаяся вариантом соответствующей формулы из [3]:

$$(1.3) \quad \tau = \tau_0 \left(\frac{\rho^0 b_0^2}{\sigma n_0} \right)^{n(T)-1} \exp \left(\mu \frac{U(T)}{RT} \right),$$

$$n^{-1}(T) = n_1 \left[\left(\frac{T}{\theta_0 n_2} - \nu \right)^2 + n_3 \right],$$

$$U(T) = c_0^2 \frac{T}{\theta_0 n_4} \left(1 - \frac{T}{\theta_0 n_5} \right) n(T),$$

где μ — атомный вес; $R = 8,31 \cdot 10^7$ г·см²/с²·град·моль — универсальная газовая постоянная; ρ^0 — плотность вещества в нормальном состоянии; c_0 и b_0 — скорости продольных и поперечных волн в нормальном состоянии. Значения ρ^0, b_0, c_0 и μ для железа, алюминия, меди, свинца, никеля и титана приведены в табл. 1. Интерполяционные коэффициенты $\tau_0, n_0 - n_5$ для железа, алюминия, меди и свинца приведены в табл. 2. Для свинца $\nu = 0$, для железа, алюминия и меди $\nu = 1$.

Формула [3] для зависимости времени релаксации касательных напряжений от напряженного состояния среды отличается от формулы (1.3)

Таблица 1

	Fe	Al	Cu	Pb	Ni	Ti
$\rho^0, \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	7,84	2,785	8,90	11,34	8,86	4,51
$b_0, \frac{\text{км}}{\text{с}}$	2,866	2,941	2,141	0,812	2,485	2,963
$c_0, \frac{\text{км}}{\text{с}}$	5,726	6,208	4,697	2,214	5,636	5,834
$\mu, \frac{\text{г}}{\text{моль}}$	55,85	26,98	63,54	207,21	58,71	47,90

Т а б л и ц а 2

	$\tau_0 \cdot 10^{-5}, \text{с}$	$n_0 \cdot 10^{-4}$	n_1	n_2	n_3	$n_4 \cdot 10^{-3}$	n_5
Fe	14,64	2,6	0,1036	1,545	0,4474	0,14	0,2654
Al	41,15	1,06	0,305	2,57	0,0327	0,0847	2,47
Cu	23,98	1,96	0,0184	0,955	1,902	0,14	7,22
Pb	13,5	0,535	0,00804	1	1,244	0,485	5,464

поправочным множителем вида $\exp(\Phi(\sigma)/RT)$, где $\Phi(\sigma)$ — некоторая заданная функция [3]. Этот поправочный множитель был введен в [3] для описания зависимости $\tau(\sigma, T)$ в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$, что соответствует $\tau \approx 10^{-7} \text{ с}$. Расчеты пластических адиабат ограничены значениями $\tau \geq 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, при которых, как показали вычисления, влияние поправочного множителя несущественно.

2. Ударные волны. В работе [4] рассмотрена система дифференциальных уравнений, описывающих движение уруговязкой среды параллельно заданной оси x в пространстве (x, y, z) , которая является одномерным вариантом системы уравнений, предложенной в [1]. Пусть $\rho = \rho^0 \exp(-\alpha - \beta - \gamma)$ — плотность, u — скорость вдоль оси x . Главные напряжения $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ связаны с α, β, γ формулами $\sigma_x = \rho E_\alpha, \sigma_y = \rho E_\beta, \sigma_z = \rho E_\gamma$.

Если обозначить w поток вещества через ударную волну $w = \rho u$ (число Маха $M = w/(\rho_0 c_0)$), то, как показано в [4], значения параметров при переходе через ударную волну связаны соотношениями

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad p_1 - p_0 &= -w^2 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_0} \right), \\
 u_1 - u_0 &= w \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_0} \right), \\
 E_1 - E_0 + \frac{p_1 + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_0} \right) &= 0, \\
 \alpha_1 = \beta_1 = \gamma_1 &= \frac{1}{3} \ln \rho^0 / \rho_1, \quad \alpha_0 = \beta_0 = \gamma_0 = \frac{1}{3} \ln \rho^0 / \rho_0, \\
 D = u_1 - w / \rho_1 &= u_0 - w / \rho_0,
 \end{aligned}$$

где $p = -\sigma_x$ — напряжение вдоль оси x . Индексами 0 (внизу) и 1 обозначены значения величин перед волной и за волной, где $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = -p$. Зная состояние вещества перед волной и поток массы w , можно с помощью (2.1) определить состояние вещества за волной. Адиабата Гюгонио в плоскости $(p, 1/\rho)$

$$(2.2) \quad E - E_0 + \frac{p + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) = 0, \quad \alpha = \beta = \gamma$$

имеет, как показано в [4], лишь две точки пересечения с прямой Михельсона

$$p - p_0 = -w^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right), \quad \alpha = \beta = \gamma,$$

соответствующие начальному и конечному состоянию.

На основании проведенных расчетов были построены интерполяционные формулы гидродинамической адиабаты Гюгонио (2.2) для ударных волн, распространяющихся по веществу, находящемуся в нормальных условиях $\rho = \rho^0$, $T = 300$ К:

$$(2.3) \quad \frac{P}{\rho^2 c_v^2} = 1 - \eta + p_1 (1 - \eta)^2 + p_2 (1 - \eta)^3,$$

$$\eta = \frac{\rho^0}{\rho}, \quad 0,85 \leq \eta \leq 1, \quad c_v = \sqrt{c_0^2 - \frac{4}{3} b_0^2}.$$

Если скорость вещества перед волной равна u_0 , то адиабата Гюгонио (2.2) представляется в переменных p , u формулой

$$(2.4) \quad p/(\rho^0 c_v^2) = \zeta \bar{D},$$

где $\zeta = (u - u_0)/c_v$; $\bar{D} = D/c_v$, $0 \leq u - u_0 \leq 1$ км/с. Интерполяционная формула для зависимости скорости волны от скорости вещества за фронтом имеет вид

$$(2.5) \quad D/c_v = 1 + D_1 \zeta, \quad 0 \leq u - u_0 \leq 1 \text{ км/с}.$$

Значения коэффициентов p_1 , p_2 , и D_1 приведены в табл. 3.

3. Особенности профиля ударной волны. Профиль ударной волны, как показано в [4], обладает двумя особенностями. Во-первых, ударные волны, идущие со сверхзвуковой скоростью ($M > 1$), содержат на профиле разрыв, соответствующий упругому скачкообразному изменению состояния вещества из начального состояния в некоторое промежуточное. При $M < 1$ (дозвуковые волны) такой скачок отсутствует.

Интерполяционные формулы, аналогичные (2.3) — (2.5), для ударной адиабаты упругой волны, распространяющейся по веществу, находящемуся при нормальных условиях, имеют вид

$$\frac{P}{\rho^2 c_0^2} = 1 - \eta + p_3 (1 - \eta)^2, \quad 0,9 \leq \eta \leq 1;$$

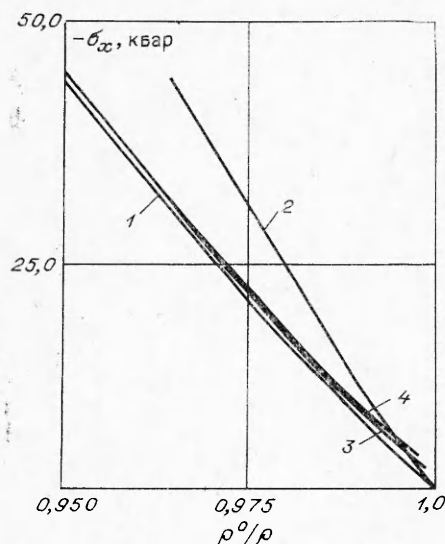
$$(3.1) \quad \frac{P}{\rho^0 c_0^2} = \xi D^*, \quad \xi = \frac{\ddot{u}_0}{c_0}, \quad D^* = \frac{D}{c_0}, \quad 0 \leq u - u_0 \leq 0,5 \text{ км/с};$$

$$D/c_0 = 1 + D_2 \xi, \quad 0 \leq u - u_0 \leq 0,5 \text{ км/с}.$$

Значения интерполяционных коэффициентов p_3 , D_2 приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

	Fe	Al	Cu	Pb	Ni	Ti
p_1	2,512	3,143	2,512	2,867	3,524	5,739
p_2	4,829	8,030	8,120	7,586	13,90	20,35
D_1	1,227	1,530	1,459	1,432	1,812	2,539
p_3	3,545	4,230	3,920	3,994	6,204	4,909
D_2	1,675	2,005	1,887	1,985	2,970	2,208
p^* , кбар	9,406	3,845	7,910	1,859	—	—
η^*	0,9964	0,9965	0,9960	0,9967	—	—
u^* , км/с	0,02082	0,02185	0,01877	0,007356	—	—
M^*	1,005	1,006	1,010	1,004	—	—
k	3871	7234	1242	2638	—	—
$\Delta t \cdot 10^{-6}$, с	0,5	0,5	0,5	1,0	—	—
L , см	0,0165	0,0242	0,0289	0,0485	—	—



Фиг. 1

В работе [4] описан прием, с помощью которого можно выделить пластическую волну в отдельный скачок. Для этого зададим характерную длительность Δt пластической волны и построим в плоскости $(p, 1/\rho)$ кривую, которую назовем, согласно [4], пластической адиабатой, соответствующей $\tau = \Delta t$. Смысл этого приема заключается в том, что пластические волны ширины $\sim \Delta t$ заменяются разрывами, для которых величины скачков вычисляются с помощью пластической адиабаты. На фиг. 1 вместе с гидродинамической и упругой адиабатой (кривые 1 и 2) представлены пластические адиабаты, соответствующие $\Delta t = 10^{-5}$ с и $\Delta t_1 = 0.5 \cdot 10^{-6}$ с (кривые 3 и 4) для алюминия, который перед волной находился в нормальных условиях. Как видно из фиг. 1, пластические адиабаты, отвечающие $\Delta t = 10^{-5}$ с и $\Delta t_1 = 0.5 \cdot 10^{-6}$ с, отличаются мало, несмотря на то, что величина Δt изменяется в 20 раз.

Проведенные расчеты позволили составить таблицы пластических адиабат для ударных волн, распространяющихся по веществам, находящимся при нормальных условиях. Табл. 4 отвечает пластической адиабате алюминия, табл. 5 — меди, табл. 6 — железа, табл. 7 — свинца. Величина Δt для свинца взята равной 10^{-6} с, а для остальных веществ — равной $0.5 \cdot 10^{-6}$ с. В табл. 3 приводятся также значения p^* , η^* и u^* , задающие точку пересечения пластических адиабат табл. 4—7 с соответствующими упругими адиабатами.

Наряду с перечисленными ударными адиабатами можно рассмотреть ударные адиабаты вещества, уже подвергнутого воздействию. Так, в работах [6—9] приводятся графики и таблицы ударных адиабат для ударных волн, распространяющихся по веществу, сжатому предварительно ударной волной до значений ρ^0/ρ , равных 0.95—0.97.

4. Структура ударных волн. Рассмотрим теперь, следуя [4], возможные структуры профиля ударных волн и способ выделения пластических волн.

Для дозвуковых ударных волн ($M < 1$) характерный профиль ударной волны представлен на фиг. 2, где для свинца ($M = 0.975$) приведены рассчитанные графики $-\sigma_x$ (кривая 1) и $-\sigma_y$ (кривая 2) в зависимости от расстояния для фиксированного момента времени. На профиле волны имеется

Вторая особенность связана с нелинейной зависимостью времени релаксации τ от параметров среды (1.3). Для металлов такие резкие зависимости приводят к тому, что на профиле волны образуются участки с быстрым изменением величин, представляющие собой отдельную волну. Этот участок на волнах, идущих со сверхзвуковой скоростью, расположен за упругим скачком.

В экспериментальных исследованиях, где подобная структура фронта неоднократно наблюдалась (см. библиографию в [4, 5]), упругую волну называют упругим предвестником, а следующую за ней волну называют пластической волной. Следуя установившейся терминологии, будем называть участок быстрого изменения величин на профиле пластической волной.

Т а б л и ц а 4

М	$\frac{\rho^0}{\rho}$	$-\sigma_x$, кбар	$-\sigma_y$, кбар	Т, К	u , $\frac{\text{км}}{\text{с}}$	$E \cdot 10^2$, $\text{км}^2/\text{с}^2$	$-\beta \cdot 10^2$
1,17	0,998	3,00	0,85	301	0,0149	0,0251	-0,079
1,02	0,996	4,45	2,33	303	0,0252	0,0458	-0,012
0,970	0,994	6,03	3,94	304	0,0361	0,0793	0,06
0,940	0,992	7,62	5,55	305	0,0470	0,124	0,131
0,924	0,990	8,99	6,94	307	0,0563	0,172	0,193
0,903	0,984	13,7	11,7	310	0,0878	0,400	0,398
0,899	0,970	24,9	23,0	320	0,0160	1,294	0,856
0,910	0,960	35,5	33,7	329	0,226	2,569	1,263
0,920	0,950	46,2	44,5	338	0,290	4,22	1,64
0,932	0,940	56,3	54,6	347	0,349	6,11	1,99
0,950	0,930	67,6	66,1	357	0,413	8,56	2,36
0,960	0,920	79,3	77,8	368	0,478	11,4	2,71
0,980	0,910	92,9	91,5	382	0,550	15,1	3,10
0,990	0,900	106	104	396	0,616	19,0	3,45
1,01	0,890	121	119	414	0,691	23,9	3,83
1,03	0,880	137	136	434	0,768	29,5	4,22
1,05	0,870	154	153	458	0,848	36,0	4,61
1,07	0,860	172	171	485	0,931	43,3	4,99
1,09	0,850	191	190	516	1,02	51,6	5,39
1,11	0,840	212	211	552	1,10	61,0	5,79
1,13	0,830	234	233	594	1,19	71,6	6,18
1,16	0,820	258	257	642	1,29	83,4	6,59

участок (P_1 , P_2) с большими градиентами напряжений, соответствующий резкому уменьшению величины времени релаксации. Кружочками и крестиками отмечены точки, где $\tau = 10^{-5}$ и 10^{-6} с соответственно. Из фиг. 2 видно, что пластическую волну можно выделить, например, точками P_2 (начало волны) и P_1 (конец волны); при этом $\tau = \Delta t = 10^{-6}$ с.

Для волн со скоростями, немного превышающими скорость звука $l < M < M^*$ (величина M^* затабулирована в табл. 3), структура профиля волны имеет вид, изображенный на фиг. 3 (алюминий, $M = 1,00552$).

Т а б л и ц а 5

М	$\frac{\rho^0}{\rho}$	$-\sigma_x$, кбар	$-\sigma_y$, кбар	Т, К	u , км/с	$E \cdot 10^2$, $\text{км}^2/\text{с}^2$	$-\beta \cdot 10^2$
1,14	0,998	5,02	1,71	301	0,0105	0,0073	-0,069
1,01	0,996	7,91	4,61	302	0,0188	0,0194	-0,0004
0,96	0,994	10,9	7,61	304	0,0271	0,0386	0,070
0,94	0,992	13,9	10,6	305	0,0355	0,0647	0,140
0,93	0,990	16,6	13,3	306	0,0429	0,0936	0,201
0,91	0,985	24,8	21,5	310	0,0650	0,213	0,386
0,91	0,970	48,4	45,2	320	0,127	0,813	0,894
0,92	0,960	66,1	63,0	328	0,172	1,49	1,25
0,93	0,950	85,5	82,4	337	0,220	2,42	1,62
0,94	0,940	104	101	346	0,264	3,50	1,96
0,96	0,930	125	122	357	0,313	4,90	2,32
0,97	0,920	146	144	369	0,362	6,54	2,67
0,99	0,910	171	168	384	0,416	8,67	3,06
1,00	0,900	195	192	400	0,466	10,9	3,41
1,02	0,890	222	220	420	0,523	13,7	3,80
1,04	0,880	251	249	443	0,582	16,9	4,18
1,05	0,870	282	280	470	0,642	20,6	4,57
1,07	0,860	315	313	501	0,704	24,8	4,96
1,09	0,850	350	348	538	0,768	29,5	5,36
1,11	0,840	387	385	581	0,834	34,8	5,75
1,14	0,830	427	425	630	0,902	40,7	6,15
1,16	0,820	470	467	687	0,973	47,4	6,55

Т а б л и ц а 6

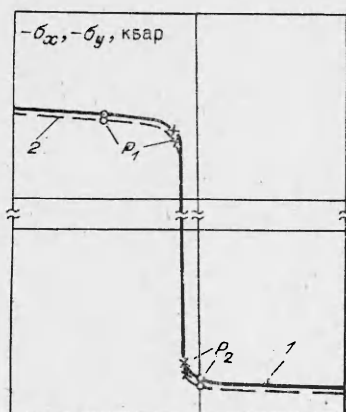
М	$\frac{\rho^0}{\rho}$	$-\sigma_x$, кбар	$-\sigma_y$, кбар	Т, К	u, км/с	$E \cdot 10^2$, км ² /с ²	$-\beta \cdot 10^3$
1,04	0,997	8,32	3,61	302	0,0178	0,0262	-0,021
0,96	0,995	11,8	7,16	303	0,0275	0,0482	0,048
0,92	0,993	15,4	10,7	304	0,0370	0,0789	0,116
0,90	0,990	20,5	15,9	306	0,0509	0,140	0,215
0,88	0,985	29,5	24,9	308	0,0747	0,290	0,385
0,87	0,980	38,2	33,6	311	0,0976	0,487	0,547
0,87	0,970	55,8	51,2	317	0,143	1,03	0,863
0,88	0,960	76,9	72,5	324	0,196	1,93	1,23
0,88	0,950	99,9	95,6	332	0,252	3,19	1,61
0,89	0,940	123	119	340	0,307	4,73	1,98
0,90	0,930	145	149	349	0,359	6,46	2,32
0,91	0,920	171	167	361	0,416	8,68	2,69
0,92	0,910	196	192	374	0,473	11,2	3,05
0,94	0,900	223	219	388	0,531	14,1	3,41
0,95	0,890	253	250	406	0,595	17,7	3,81
0,96	0,880	285	282	428	0,660	21,8	4,20
0,98	0,870	315	312	450	0,720	25,9	4,56
0,99	0,860	350	347	478	0,788	31,1	4,95
1,00	0,850	386	383	511	0,858	36,8	5,35
1,02	0,840	425	422	549	0,929	43,2	5,75
1,04	0,830	465	463	592	1,00	50,3	6,15
1,05	0,820	508	506	642	1,08	58,1	6,56

На профиле впереди пластической волны (P_1, P_2), характер которой такой же, как и дозвуковых ударных волн, имеется упругий скачок Q , величина которого определяется формулами (3.1). Кривые 1 и 2 фиг. 3 изображают $-\sigma_x$ и $-\sigma_y$ соответственно.

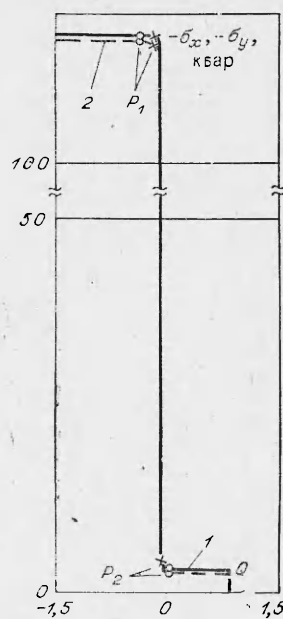
Если определить расстояние Δl от упругого предвестника до пластической волны (P_1, P_2) как расстояние от упругого предвестника Q до ближайшей от него точки на профиле волны, в которой $\tau = \Delta t$ (точка P_2), то в диапазоне чисел Маха $1 < M < M^*$ Δl меняется в пределах $\infty > \Delta l > 0$.

Т а б л и ц а 7

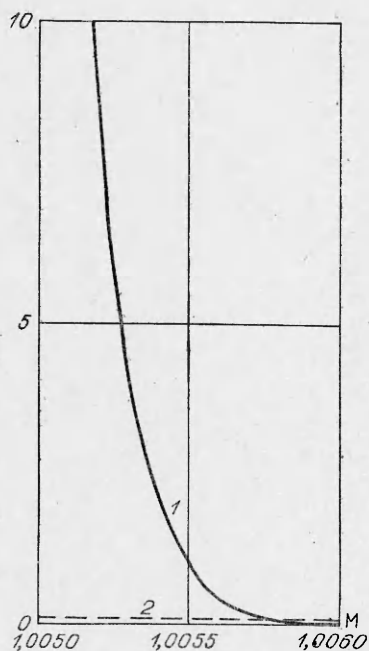
М	$\frac{\rho^0}{\rho}$	$-\sigma_x$, кбар	$-\sigma_y$, кбар	Т, К	u, км/с	$E \cdot 10^2$, км ² /с ²	$-\beta \cdot 10^3$
1,02	0,997	1,72	1,21	303	0,0067	0,0023	-0,0105
0,98	0,995	2,65	2,15	304	0,0108	0,0058	0,0576
0,96	0,993	3,59	3,09	306	0,0149	0,0111	0,126
0,95	0,990	4,89	4,39	308	0,0205	0,0209	0,218
0,95	0,989	5,48	4,97	309	0,0230	0,0264	0,260
0,95	0,979	10,6	10,1	319	0,0446	0,0996	0,614
0,95	0,975	12,6	12,1	322	0,0527	0,139	0,744
0,96	0,970	15,0	14,5	326	0,0624	0,195	0,900
0,96	0,965	17,9	17,4	332	0,0740	0,274	1,08
0,97	0,960	20,7	20,1	336	0,0848	0,360	1,25
0,98	0,955	23,7	23,1	342	0,0966	0,467	1,44
0,98	0,950	26,7	26,1	348	0,108	0,585	1,61
0,99	0,945	29,7	29,2	353	0,120	0,716	1,79
1,00	0,940	32,9	32,2	359	0,131	0,860	1,96
1,00	0,935	36,3	35,7	366	0,144	1,04	2,15
1,01	0,930	39,8	39,3	373	0,157	1,23	2,34
1,02	0,925	43,1	42,5	379	0,168	1,42	2,50
1,03	0,920	46,8	46,2	387	0,181	1,65	2,69
1,04	0,915	50,6	50,0	395	0,195	1,90	2,88
1,04	0,910	54,2	53,5	403	0,207	2,14	3,05



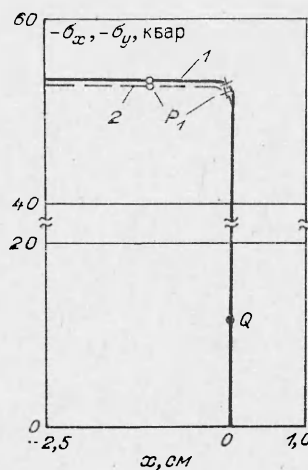
Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

На фиг. 4 (кривая 1) приведен график зависимости $\Delta l(M)$ для алюминия в диапазоне $1,005 < M < 1,006$. Величина Δt в расчетах принималась равной $0,5 \cdot 10^{-6}$ с. Для сравнения на фиг. 4 (кривая 2) приведена величина расстояния между точками на профиле, соответствующими $\tau = \Delta t = 0,5 \cdot 10^{-6}$ с (точки P_1 и P_2), которая характеризует толщину пластической волны.

Для рассматриваемых материалов и соответствующих Δt можно представить зависимость $\Delta l(M)$ в виде

$$(4.1) \quad \Delta l = L e^{k(M^* - M)}.$$

Значения коэффициентов L , k и соответствующих Δt приведены в табл. 3. Вид формулы (4.1), определяемый характером зависимости (1.2), (1.3)

9*

для времени релаксации, показывает, что экспериментальное наблюдение в металлах стационарной двухволновой конфигурации представляется затруднительным. Для других материалов, в которых эта зависимость может быть не такой резкой, возможно подобное исследование. Таким экспериментальным исследованиям в плексигласе посвящены работы [10, 11].

Наконец, для ударных волн, распространяющихся со скоростями, соответствующими числам $M > M^*$, профиль ударных волн имеет структуру, изображенную на фиг. 5. На фиг. 5 кривые 1 и 2 изображают соответственно $-\sigma_x$ и $-\sigma_y$ для свинца ($M = 1,179$). Точка Q показывает величину упругого скачка.

Поскольку между точками P_1 и Q величина τ меньше Δt , то, согласно [4], можно не выделять участок (P_1, Q) , а считать участок $(P_1, 0)$ одной волной.

При увеличении скорости волны, как показывают графики пластической и гидродинамической адиабат (см. фиг. 1), разница между значениями за волной, рассчитанными по соотношениям на пластической волне и по соотношениям на волне в гидродинамическом приближении, становится несущественной. Это служит обоснованием того, что для сильных ударных волн можно пользоваться гидродинамическим приближением.

Авторы выражают благодарность С. К. Годунову за советы по подготовке работы.

Поступила 27 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К., Роменский Е. И. Нестационарные уравнения нелинейной теории упругости. — ПМТФ, № 6, 1972.
2. Годунов С. К., Козин Н. С., Роменский Е. И. Использование уравнения состояния Жаркова—Калинина для вычисления упругой энергии при нешаровом тензоре деформации. — ПМТФ, № 2, 1974.
3. Денисенко В. В., Годунов С. К., Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Применение релаксационной теории вязкоупругости при расчете одноосных однородных деформаций и уточнении интерполяционных формул максвелловской вязкости. — ПМТФ, 1975, № 5.
4. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде. — ПМТФ, № 5, 1974.
5. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
6. Козин Н. С. Ударные адиабаты и профили ударных волн в алюминии. Новосибирск, препринт ВЦ СО АН СССР, 1975.
7. Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Ударные адиабаты и профили ударных волн в меди. Новосибирск, препринт ВЦ СО АН СССР, 1975.
8. Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Ударные адиабаты и профили ударных волн в железе. Новосибирск, препринт ВЦ АН СССР, 1975.
9. Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Ударные адиабаты и профили ударных волн в свинце. Новосибирск, препринт ВЦ СО АН СССР, 1975.
10. Shuler K. M., Nunziano J. W. Recent results in nonlinear viscoelastic wave propagation. — «Intern. J. Solids and Structures», 1973, vol. 9, N 10.
11. Nunziano J. W., Walsh E. K. Amplitude behavior of shock waves in thermoviscoelastic solids. — «Intern. J. Solids and Structures», 1973, vol. 9, N 11.