

экспериментах. Итак, в случае разгрузки порошок с подложкой не соединяется (см. рис. 5):

для регулярного отражения падающей волны нагрузки имеет место «нормальное» соединение порошка с подложкой (см. рис. 3);

при нерегулярном отражении падающей волны нагрузки порошок с подложкой соединяется через «промежуточный» слой (см. рис. 4).

Следует отметить факт образования и регистрации «промежуточного» слоя соединения спрессованного порошка с подложкой, о чём до сих пор не упоминалось в литературе и который следует объяснить генерированием лобовой волны.

В проведенных исследованиях получены высокие плотности прессовки, достигающие 0,96 плотности монолита. Получение большой плотности образцов и их структурной однородности связано с проблемой подбора соответствующего импульса нагрузки, зависящего от свойств прессующейся среды. Следует обеспечить условия, чтобы в течение распространения импульс имел определенную амплитуду, и обезвредить отрицательное следствие кумуляции энергии в ударной волне в случае схождения ее к оси и отражения.

В настоящий момент невозможно выяснить роль всех явлений в процессе взрывной прессовки порошков. Однако проведенные исследования свидетельствуют о перспективах развития процессов обработки порошкообразных сред с помощью очень высоких давлений и о необходимости проведения дальнейших их исследований.

Поступила в редакцию
29/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Stawier. Symposium "Platerowanie wybuchowe", Marianskie Lazne (5—9) 10, 1970, p. 343.
2. J. Statuch. Wybuchowe obciążanie wybranych proszków. Praca doktorska, WAT — Warszawa, 1973.
3. А. А. Деривас. Симпозиум, Новосибирск, (13—20) 03.1973.
4. Л. Н. Бурминская, А. П. Мантаршин и др. Высокоскоростная деформация. М., «Наука», 1971, с. 118.
5. E. Włodarczyk. Biul. WAT, 1972, 1 (233), 1.

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСЫ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

Л. А. Шушко, Б. И. Шехтер, С. Л. Крыськов

(Москва)

Метание тел скользящей детонационной волной (ДВ) по схеме, показанной на рис. 1, используется довольно часто: при обработке металлов (уплотнение и упрочнение), штамповке и сварке взрывом [1, 2], а также в удлиненных кумулятивных зарядах (УКЗ) [3, 4]. Такие заряды различного назначения разработаны авторами совместно с Е. В. Ни-

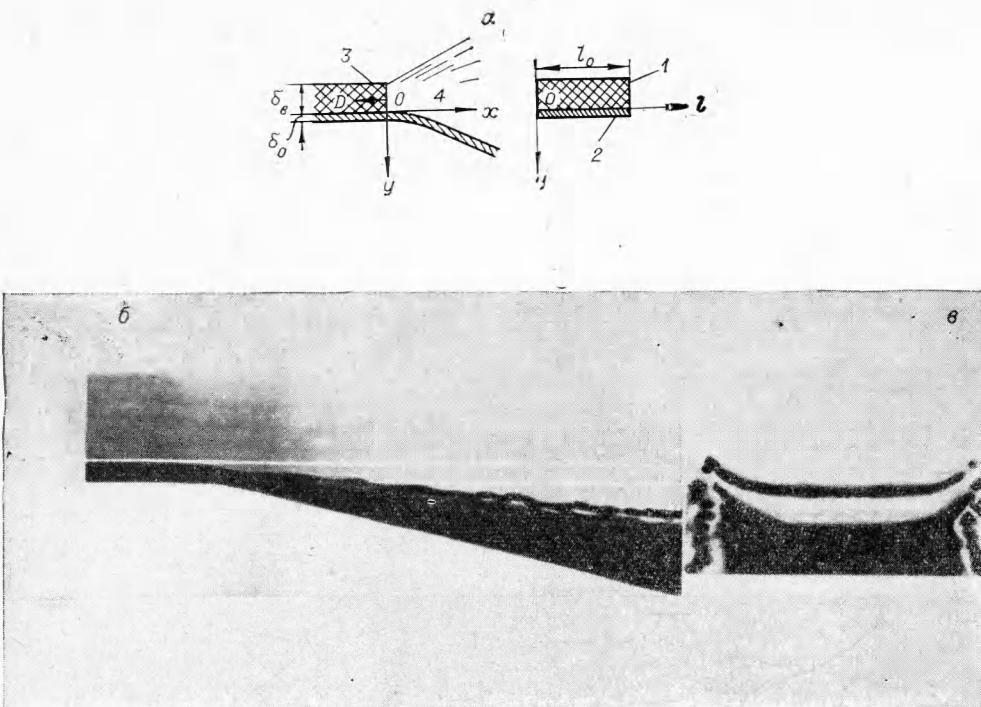


Рис. 1. Схема и рентгенограммы (б — вид сбоку, в — вид по направлению движения фронта детонации) метания пластинки скользящей детонацией слоя ВВ.
1 — заряд ВВ; 2 — метаемая пластина; 3 — фронт ДВ; 4 — продукты взрыва.

киниым. Одновременно была установлена их высокая эффективность и перспективность в различных областях техники [5].

Для изучения условий схлопывания облицовки УКЗ и формирования кумулятивного ножа, а также для конструирования зарядов необходимо уметь рассчитывать текущую скорость метаемого взрывом тела. Однако в доступной литературе нет данных, позволяющих учесть в таком расчете влияние боковых волн разгрузки (БВР), действующих по оси Oz (рис. 1, а).

Пренебрежение действием БВР справедливо, когда толщина слоя ВВ $\delta_b \ll l_0$ (l_0 — ширина заряда). Конструкция УКЗ такова, что обычно δ_b и l_0 соизмеримы. В этом случае БВР снижает скорость не только периферийных, но и центральных элементов пластиинки, что также необходимо учитывать особенно при расчете и изучении действия УКЗ. Достаточно простой и надежный метод учета влияния БВР на скорость метания позволит значительно сократить объем дорогих и сложных опытов по целевой отработке УКЗ. Влияние действия БВР на скорость метания, очевидно, следует учитывать при сварке и обработке металлов взрывом в сходных условиях.

В данной работе рассматривается разгон тела взрывом слоя ВВ и влияние БВР на текущую скорость метания.

Разгон тела взрывом без учета действия БВР

Конечная скорость метаемого тела при $\delta_b \ll l_0$ приближенно может быть рассчитана по одномерной модели [1, 6—8]. Задача о разгоне тела корректно решается по двумерной модели методом характеристик на ЭЦВМ [1, 9]. Достоверность расчетов подтверждена опытом [10]. Ана-

логичную задачу можно решить в более простом варианте, используя гипотезу мгновенной детонации заряда [11]. На рис. 2 в координатах относительная скорость $V = \frac{v}{v_*}$ и безразмерное время $\tau = \frac{c_p t}{\delta_b}$ (v и v_* — текущая и предельная скорости тела, t — время, c_p — скорость звука в продуктах взрыва при мгновенной детонации) приведены зависимости

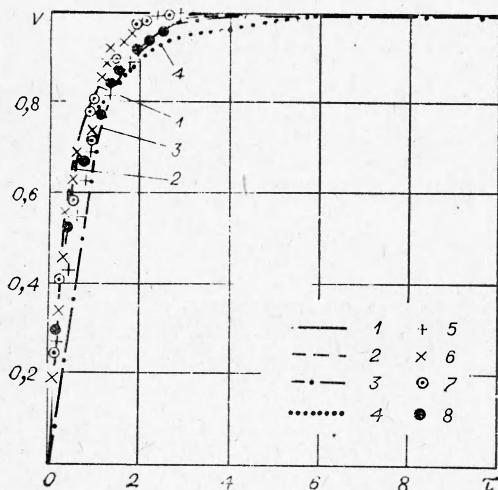


Рис. 2. Зависимость относительной скорости от безразмерного времени.

1 — $\eta=2,4$ [1]; 2 — $\eta=5,0$ [11]; 3 — $\eta=0,5$ [11];
4 — по равенству (1); экспериментальные данные [10]: 5 — гексоген $\rho_b = 1,0$ г/см³, $\eta = 0,45$; 6 — гексоген $\rho_b = 1,0$ г/см³, $\eta = 0,3$; 7 — аммонит 6ЖВ $\rho_b = 0,83$ г/см³, $\eta = 1,1$; 8 — аммонит 6ЖВ+аммонийная селитра 50/50 $\rho_b = 0,85$ г/см³, $\eta = 1,1$.

$V(\tau)$, рассчитанные по двумерной модели [1] и по модели мгновенной детонации [11], а также результаты эксперимента, взятые из работы [10]. При обработке данных [1, 9, 10] за v_* принято значение функции $v(t)$ в области насыщения, которое проверялось по формуле [1]

$$\frac{v_*}{D} = 1,2 \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27}\eta} - 1}{\sqrt{1 + \frac{32}{27}\eta} + 1},$$

где $\eta = \frac{\delta_b \rho_b}{\delta_0 \rho_0}$; δ_0 , ρ_0 — толщина и плотность метаемого тела; ρ_b — плотность заряда; D — скорость детонации. При расчете кривых 2 и 3 (рис. 2) значение v_* определено по формуле [11]

$$\frac{v_*}{D} = 0,61 \frac{\eta^2 + 12\eta + 18 - 6\sqrt{2\eta^2 + 12\eta + 9}}{\eta(\eta + 6)}.$$

Как следует из рис. 2, функция $V(\tau)$ в диапазоне $0,5 \leq \eta \leq 5,0$ практически не зависит от η и с ошибкой не более 5—6% может быть аппроксимирована зависимостью

$$V = 1 - (\tau + 1)^{-2}, \quad (1)$$

изображенной на рис. 2, 4. При $\tau < 1$ и $\tau > 6$ кривая 4 практически сливаются с кривыми 1, 2 и данными работы [10]. Таким образом, определив v_* одним из известных методов [1, 6—8, 11], по формуле (1) можно довольно точно рассчитать текущую скорость тела.

Из рис. 2 также видно, что модель мгновенной детонации дает результаты, очень близкие к двумерной. Это естественно, так как на элемент метаемого тела dx (см. рис. 1, а), находящийся в сечении фронта ДВ, действуют продукты взрыва (ПВ) как бы мгновенно детонирующего слоя ВВ толщиной δ_b .

Влияние БВР на разгон абсолютно непрочного тела

При метании тела взрывом, когда δ_b и l_0 соизмеримы, БВР существенно снижает скорость элементов тела. Особенно сильно это влияние на участках, расположенных ближе к боковым граням заряда. В результате метаемая пластиинка изгибаются, что хорошо видно на рентгенограмме (см. рис. 1, в).

Задача о разгоне тел взрывом с учетом действия БВР — трехмерная. Она становится двумерной, если рассматривать детонацию слоя ВВ в сечении $x=0$ (см. рис. 1, а) мгновенной. Однако решение даже такой задачи сложно и трудоемко. Поэтому для получения расчетных формул будем использовать результаты опытов.

Можно приближенно рассчитать распределение скорости, возникшее в результате действия БВР на различные элементы тела. Для этого примем ряд допущений.

1. Метаемая пластиинка — идеальная несжимаемая жидкость (абсолютно непрочное тело).

2. Детонация элемента заряда dx толщиной δ_b и шириной l_0 — мгновенная.

3. Скорость элемента пластиинки шириной dl в сечении l пропорциональна импульсу ПВ, действующему в процессе расширения на этот элемент.

4. Полагаем как и К. П. Станюкович при расчете средней скорости метания с боковой поверхности цилиндрического заряда ограниченной длины [6], что боковое и продольное течения как бы не взаимодействуют. Поэтому формально продольное течение может быть описано решением [11], а боковое — решением для простой волны разрежения [6].

В действительности течения взаимодействуют. Поэтому будем учитывать изменение параметров ПВ в БВР от действия продольного течения с помощью функции $c_\phi(t)$, определяемой согласно работе [11]. Тогда состояние среды в БВР формально будет описываться системой:

$$l = (u + c)t - c_\phi t + l_\phi;$$

$$c - u = c_\phi,$$

где c_ϕ — скорость звука в продольной волне разрежения перед фронтом БВР; l_ϕ — путь фронта БВР за время t . Отсюда, используя безразмерные величины $C = \frac{c}{c_H}$, $L = \frac{l}{\delta_b}$ и $\tau = \frac{t}{\delta_b}$, получим

$$C = C_\phi \left(1 - \frac{L_\phi - L}{2\tau} \right),$$

где L — рассматриваемое сечение.

Уравнение движения элемента абсолютно непрочного тела можно записать следующим образом.

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{\eta}{3} C^3, \quad (2)$$

где $U = \frac{v}{c_H}$ — текущая безразмерная скорость элемента тела. Его решение

$$U = U_0 + \frac{\eta}{3} \int_{\tau_0}^{\tau} C^3 d\tau. \quad (3)$$

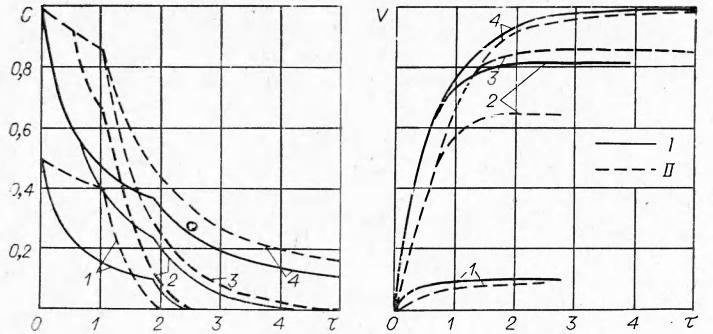


Рис. 3. Зависимость $C(\tau)$ и $V(\tau)$.
1 — $L=0$; 2 — $L=0,5$; 3 — $L=1$; 4 — $L=\infty$.

Время τ_6 , соответствующее моменту подхода БВР к сечению L , можно найти из зависимости

$$L_\Phi = \int_0^{\tau_6} C_\Phi d\tau.$$

Определяя C_Φ по формулам из работы [11], получим при $\tau_6 < \tau_1$ (τ_1 — время подхода тыльной продольной волны разгрузки к метаемому телу)

$$\tau_6 = \frac{3}{2\eta} \left[\left(\frac{L\eta}{3} + 1 \right)^2 - 1 \right] \quad (4)$$

и при $\tau_6 > \tau_1$

$$\left. \begin{aligned} \tau_6 &= \frac{\eta}{60} \cdot \frac{Q^2}{2Q-1}; \\ Q &= \frac{1}{2} + \left[\sqrt{\left(\frac{60}{\eta} \tau_1 - 1 \right) \frac{60}{\eta} \tau_1} + \frac{60}{\eta} \tau_1 - \frac{1}{2} \right] \exp(L - L_1) \sqrt{2\theta}; \\ \theta &= \frac{\eta}{\eta+6} + \left(\frac{\eta+3}{\eta+6} \right)^2; \quad L_1 = \int_0^{\tau_1} C_\Phi d\tau; \quad \tau_1 = \frac{\eta+6}{6}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимостей $C(\tau)$ и $V(\tau)$ при $\eta=0,5$ (I) и $5,0$ (II) и различных L .

Ленточный заряд ВВ ограничен справа и слева. Поэтому БВР встретится в сечении $L = \frac{L_0}{2}$. Тогда в этом сечении давление будет меняться по закону $p \sim \left(\frac{l}{c_H t} \right)^3$ [6]. В связи с принятыми допущениями $p \sim (L/L_\Phi)^3$, а

$$C = C_\Phi \frac{L}{L_\Phi}. \quad (6)$$

Будем полагать, что так же меняются параметры ПВ в любом сечении L . Решая уравнение движения (2) с учетом (6), получим

$$U = U_2 + \frac{\eta}{3} L^3 \int_{\tau_2}^{\tau} \frac{C_\Phi^3}{L_\Phi^3} d\tau. \quad (7)$$

Здесь τ_2 — время подхода второй БВР к сечению L . Оно определяется по зависимостям, аналогичным (4) и (5), в предположении, что ско-

рость второй БВР равна C_{ϕ} . Расчет показывает, что скорости, определенные по равенствам (3) и (7), отличаются всего на 5%. Очевидно, вторая БВР слабо изменяет скорость тела за время $\Delta t \approx 0,1$. Однако за это время разгон элемента тела практически прекратится вследствие действия первой БВР. Поэтому вторую БВР можно не учитывать.

Разгон тела с учетом сопротивления деформированию

Для уточнения расчетных зависимостей и установления влияния прочности на скорость метания были проведены эксперименты по принятой схеме (см. рис. 1, а). Процесс взрыва и метания рентгенографировали на импульсной рентгеновской установке ИРУ-4. Изображения на рентгенограммах получали с увеличением в 1,4 раза (см. рис. 1, б, в), поэтому можно довольно точно (с максимальной ошибкой одиночного опыта $\pm 3\%$) получить кривые $y(x)$, а после их выравнивания, используя зависимости

$$v = 2D \cdot \sin \frac{\gamma}{2}, \quad \gamma = \arctg \frac{dy}{dx},$$

рассчитать функции $v(t)$ с максимальной ошибкой $\pm 5\%$. При одинаковых условиях проводили 3–4 эксперимента. Приведенные в дальнейшем опытные данные отвечают средним значениям. Средняя квадратическая ошибка при определении текущей скорости не превышает 3%, а конечной — 1,5% от измеряемой величины в наиболее интересующем нас диапазоне изменения аргумента.

Результаты расчетного $V_{k.p}$ и опытного $V_{k.p}$ определения конечной скорости граничных элементов пластины приведены в таблице.

Материал пластины	Условия опыта*			Опытные значения $V_{k.p}$	Расчетные значения						
	n	L_0	L		без учета прочности		с учетом прочности по (9)		с учетом прочности по (16)		
					$V_{k.p}$	откл. от опыта, %	$V_{k.p}$	откл. от опыта, %	$V_{k.p}$	откл. от опыта, %	
Сталь (ст. 3) мягкая	0,84	4,90	0	0,49	0,10	-79,5	0,40	-18,4	0,45	-8,2	
			$\frac{L_0}{2}$	0,95	0,99	+4,2	0,95	0	0,95	0	
	1,76	2,49	0	0,40	0,10	-75,0	0,40	0	0,43	+7,5	
Медь отожженная	1,82	3,46	0	0,40	0,10	-75,0	0,40	0	0,39	-2,5	
			$\frac{L_0}{2}$	0,93	0,99	+6,4	0,92	-1,1	0,92	-0,7	
	1,09	2,05	0	0,37	0,10	-71,0	0,40	+8,1	0,36	-1,5	
Дюралюминий Д16-АМо	5,2	2,42	0	0,37	0,10	-73,0	0,40	+8,1	0,39	+4,5	
			$\frac{L_0}{2}$	0,86	0,95	+10,4	0,88	+2,0	0,86	+0,5	

* Заряд — пластифицированный тегсоген $\rho b = 1,62$ г/см³, $D = 7800$ м/с.

Как и следовало ожидать, опытные значения конечной скорости периферийных участков выше, а центральных ниже, чем рассчитанные. Это объясняется влиянием сопротивления металла пластинки деформированию, т. е. ее прочностью. Из таблицы видно, что для периферийных элементов ($L=0$) пластин из Ст. 3, отожженной меди и дюралюминия конечная скорость с учетом прочности $V_{k,p}$ может быть принята равной 0,4. При этом ошибка не превышает 20%.

Поправку на прочность для других значений L можно найти, полагая, что интегральный импульс ПВ и количество движения всей пластины при переходе от абсолютно непрочного материала к обладающему прочностью остаются постоянными. Происходит только перераспределение скоростей элементов в процессе разгона. Следовательно,

$$\int_0^{m_0} v_k dm = \int_0^{m_0} v_{k,p} dm. \quad (8)$$

Представим для удобства подынтегральные функции в виде квадратичных зависимостей. При этом для аппроксимации $v_k(m)$ используем результаты расчета скорости элементов абсолютно непрочной пластины. Затем решим равенство (8) относительно постоянных квадратичной зависимости для $v_{k,p}(m)$, воспользовавшись только одним опытным значением скорости крайнего ($L=0$) элемента $V_{k,p} = \frac{v_{k,p}}{v_*} = 0,4$. Тогда в относительных величинах будем иметь

$$V_{k,p} = 1 - 0,6(1+L)^{-2}. \quad (9)$$

На рис. 4 показана зависимость (9) и экспериментальные точки, полученные авторами. Из рисунка следует, что функция (9) в интервале $0,2 \leq L \leq \frac{L_c}{2}$ с максимальной ошибкой 5% согласуется с опытными данными. Сравнение некоторых результатов опыта и расчета по выражению (9) приведено также в таблице.

Сопротивление деформированию при разгоне пластины можно также учесть, если известны характеристики динамической прочности металла. Эта задача очень сложна, поскольку нагрузка на пластины есть некоторая функция $p(t, x, l)$, и ее движение носит волновой характер. С целью упрощения модели сделаем ряд допущений.

1. Материал пластины — несжимаемое, жесткопластическое тело с динамическим пределом текучести δ_d .

2. Разрушение пластины наступает в результате растяжения, когда деформации достигают предельного значения ϵ_* [12]. Это допущение соответствует второй теории прочности. Влиянием изгиба на разрушение пренебрегаем.

3. Градиентом нагрузки и деформации по оси Ox (см. рис. 1) будем пренебрегать, так как скорость фронта D значительно превосходит скорость поперечной деформации; кроме того, отношение $\frac{\delta_d}{i_0} < 0,1$, поэтому пластины можно считать мембранными, а деформацию плоской.

4. Скорость боковой волны разгрузки в ПВ на порядок больше скорости поперечных волн мембраны. Поэтому будем полагать, что пластина мгновенно получила некоторый рас-

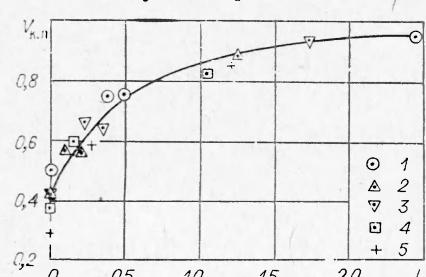


Рис. 4. Зависимость $V_{k,p}(L)$, рассчитанная по формуле (9) и из эксперимента.

1 — Ст. 3, $\eta=0,84$; 2 — Ст. 3, $\eta=1,76$; 3 — медь, $\eta=1,09$; 4 — медь, $\eta=1,82$; 5 — Д16 АМо, $\eta=5,2$.

пределенный по ее ширине импульс и в дальнейшем движется энергетически, т. е. мембрана свободная. При этом отдельные ее элементы dl имеют начальную скорость, равную средней интегральной на участке разгона

$$\frac{\int_0^{t_k} v dt}{t_k} \approx 0,8v_k,$$

а начальное распределение скорости определяется функцией $V_k(L)$.

Для удобства рассмотрим движение в лабораторной системе координат λOz с началом в точке $\frac{L_0}{2}$ и скоростью, равной средней интегральной центрального элемента. Поскольку эта система, согласно допущениям, инерциальная, то движение пластины будет описываться уравнением колебаний свободной плоской мембранны. В относительных величинах оно имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 z}{\partial \tau^2} &= C_0 \frac{\partial^2 z}{\partial \lambda^2}, \\ C_0 &= \frac{c_0}{c_H} = \sqrt{\sigma_*}, \quad \sigma_* = \frac{\sigma}{\rho_0 c_H}, \quad \lambda = L - \frac{L_0}{2}, \quad |\lambda_0| = |L_0|, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где z — безразмерное перемещение мембранны в системе λOz ; c_0 — скорость поперечной волны; δ — напряжение. Для случая плоской деформации [13]

$$\sigma = \frac{2}{\sqrt{3}} \sigma_d.$$

Начальные условия

$$z(\lambda; 0) = 0; \quad \left. \frac{\partial z}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 0,8U_* [V_k(0) - V_k(\lambda)] \text{ при } -\frac{\lambda_0}{2} \leq \lambda \leq \frac{\lambda_0}{2};$$

граничные условия

$$\left. \frac{\partial z}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\pm \frac{\lambda_0}{2}} = 0.$$

Уравнение (10) справедливо для малых перемещений, поэтому будем рассматривать только центральный участок пластины (вблизи точки $\lambda=0$), где перемещения в лабораторной системе координат минимальны и не превышают 5% от l_0 за время разгона. Тогда удобно воспользоваться решением Даламбера. При указанных начальных и граничных условиях оно принимает вид

$$z(0; \tau) = \frac{1}{2C_0} \int_{-C_0 \tau}^{C_0 \tau} \left[\left. \frac{\partial z}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} \right] d\tau.$$

Используя в этом равенстве квадратическую аппроксимацию $v_k(l)$, после дифференцирования получим выражение для абсолютной скорости центрального элемента с учетом прочности. В системе координат yOl оно имеет вид

$$V_{k,n} \left(\frac{l_0}{2} \right) = V_k \left(\frac{l_0}{2} \right) - \frac{1,8}{(l_0 + 1)^2} \cdot \frac{C_0}{V_*} \left[\left(1 - 2 \frac{C_0 \tau}{l_0 + 1} \right)^{-2} - 1 \right]. \quad (11)$$

Время τ можно определить из условия сохранения сплошности средней части пластины в процессе деформирования. На основании допущений можно записать

$$\frac{d\epsilon}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \frac{1}{\cos \beta},$$

$$\operatorname{tg} \beta = U_* \frac{\partial V}{\partial L} \approx U_* \tau \frac{dV}{dL},$$

где β — угол наклона элемента dL пластины к оси OL .

Разрушение наступит только в той части пластины, которая к моменту достижения ϵ_* не будет охвачена волной разгрузки, идущей от концов пластины. Влияние разгрузки при указанном граничном условии определяется суперпозицией падающей и отраженной волн, двигающихся со скоростью

$$C_0 = \frac{dL}{d\tau}.$$

Принимая функцию $\frac{dV}{dL}$ постоянной во времени и определяя ее из опытной зависимости (9), решим систему последних трех уравнений относительно τ при $\epsilon = \epsilon_*$. Для упрощения окончательного равенства используем разложение и его линейный член. Тогда с точностью до 15% будем иметь

$$\tau = 5 \frac{\sqrt{\epsilon_*}}{U_*}. \quad (12)$$

Рассчитанные по этому равенству значения $\tau = 3 \div 10$ с точностью до 10—15% отвечают опытным, полученным при обработке рентгенограмм. Зависимость (12) качественно соответствует приведенной в работе [12] для осесимметричного случая. Количественное расхождение объясняется различными условиями нагружения и движения элементов трубы и пластины.

Зависимость (11) для реализующихся на опыте значений аргумента $\frac{2\tau C_0}{L_0 + 1} \leqslant 0,5$ с точностью до 10% может быть упрощена. Тогда

$$V_{k,n} \left(\frac{L_0}{2} \right) = V_k \left(\frac{L_0}{2} \right) - K_1 \left(\frac{C_0}{U_*} \right)^2 \frac{\sqrt{\epsilon_*}}{L_0 + 1}. \quad (13)$$

Расчетное значение коэффициента $K_1 = 140$, а среднее опытное — 200, что можно признать вполне удовлетворительным, учитывая принятые допущения.

Вычисления по равенству (13) были проведены с использованием следующих величин:

для мягкой стали $\delta_d = 12 \cdot 10^8 \text{ н/м}^2$ [14], $\epsilon_* = 0,3$ [15];

для меди $\delta_d = 3,8 \cdot 10^8 \text{ н/м}^2$ [14], $\epsilon_* = 0,56$ [15];

для дюралюминия $\delta_d = 4,2 \cdot 10^8 \text{ н/м}^2$ [14], $\epsilon_* = 0,3$ [15].

Для дальнейших преобразований примем, что функции $V_{k,n}(L)$ и (9) имеют аналогичный вид и отличаются только постоянными коэффициентами. Затем воспользуемся выражением (13) и приемом, примененным при выводе равенства (9) (считаем постоянным количество движения всей пластины при переходе от абсолютно непрочного тела к обладающему прочностью). В результате выравнивания искомой зависимости по опытным данным получим функцию

$$f(V_{k,n}) = K_2 L,$$

$$f(V_{k,n}) = \frac{1}{b} \left(\sqrt{\frac{q}{1 - V_{k,n}}} - 1 \right), \quad a = \left(10 \frac{C_0}{U_*} \right)^2 \frac{\sqrt{\epsilon_*}}{L_0 + 1},$$

$$q = \frac{0,32(1 + 1,5a)}{0,45 + a}, \quad b = \frac{1}{L_0} [(L_0 + 1)q + L_0 - 1], \quad (14)$$

которая показана на рис. 5. Опытное значение $K_2 = 0,64$. Следовательно,

$$V_{\text{к.п}} = 1 - q(1 + 0,64bL)^{-2}. \quad (15)$$

Результаты расчета конечной скорости по формуле (15) для $L = 0$ и $L = \frac{L_0}{2}$ приведены в таблице. Максимальное отклонение от опытных данных составляет $\sim 8\%$.

Зависимости (13)–(15) можно считать полуэмпирическими, так как получены они на основании теоретических соображений. При этом введены опытные коэффициенты K_1 и K_2 , отношение которых к их теоретическим значениям составляет 1,42 и 0,64 соответственно. Учитывая принятые допущения и относительную достоверность характеристик динамической прочности материалов, можно считать такое отличие значений коэффициентов несущественным. Это свидетельствует о возможности использования выбранной модели и приближений.

По приведенным соотношениям можно получить формулы для расчета разгона элементов тела в любом сечении с учетом прочности металла. Будем считать, что в период $0 \leq \tau \leq \tau_b$ разгон описывается равенством (1), а в период $\tau_b < \tau < \infty$ справедливо отношение

$$\frac{V_{\text{к.п}} - V_6}{1 - V_6} = \frac{V(L) - V_6}{V(\tau) - V_6},$$

где $V(L)$ — текущая скорость элемента в сечении L с учетом действия БВР и прочности; $V(\tau)$, V_6 — скорости, определяемые по зависимости (1), в момент времени τ и τ_b соответственно. Раскрывая это равенство, получим

$$V(L) = V_6 + \frac{V_{\text{к.п}} - V_6}{1 - V_6} [1 - V_6 - (1 + \tau)^{-2}]. \quad (16)$$

Здесь $V_{\text{к.п}}$ можно определять по (9) или (15), принимая для простоты $\tau_b = L$.

Приведем равенство (16) к виду

$$\varphi(V) = 1 - (1 + \tau)^{-2}, \quad (17)$$

где при $0 \leq \tau \leq \tau_b$ $\varphi(V) = V$, а при $\tau_b < \tau < \infty$

$$\varphi(V) = V(L) \frac{1 - V_6}{V_{\text{к.п}} - V_6} - V_6 \left(\frac{1 - V_6}{V_{\text{к.п}} - V_6} - 1 \right).$$

Определим $\varphi(V)$ при различных τ по зависимости (17) и опытным значениям $V(L)$. Сравнение этих данных для Ст. 3, отожженной меди и Д16 АМо при $0,8 \leq \eta \leq 5,0$ и $0 \leq L \leq \frac{L_0}{2}$ показано на рис. 6. Максимальные отклонения экспериментальных точек от зависимости (17) не превосходят 15%, а средняя квадратическая ошибка составляет 0,05.

В заключение можно сделать следующие выводы. Для описания поведения бесконечных металлических пластин, метаемых взрывом,

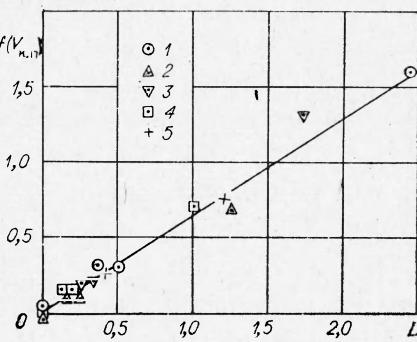


Рис. 5. Зависимость $f(V_{\text{к.п}})$ и экспериментальные точки (обозначения см. на рис. 4).

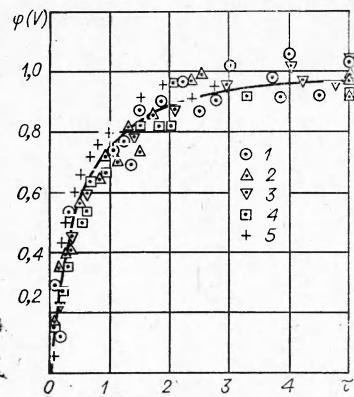


Рис. 6. Зависимость $\varphi(V)$ от τ , рассчитанная по формуле (5) и по экспериментальным значениям $V(L)$ (обозначения см. на рис. 4).

справедлива модель несжимаемой идеальной жидкости. В случае пластины конечных размеров эту модель применять нельзя и необходимо учитывать механические характеристики материала пластины. В наиболее простом варианте пластины можно считать идеальным жесткопластическим телом. Зависимости, приведенные в работе, соответствуют такой модели и позволяют просто и с достаточной для практики точностью рассчитывать текущую и конечную скорости элементов пластины в любом сечении. Эти зависимости получены, а следовательно, справедливы в широком интервале условий:

$$0,8 \leq \eta \leq 5,0; 2 \leq L_0 < \infty,$$

$$0,1 \leq \frac{\sigma_0}{\sigma_b} \leq 0,3.$$

Поступила в редакцию
23/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Сб. «Высокоскоростная деформация». М., «Наука», 1971.
3. Сб. переводов «Вспомогательные системы ракетно-космической техники». Под ред. И. В. Тишунина. М., «Мир», 1970.
4. Дж. С. Райнхарт, Дж. Пирсон. Поведение металлов при импульсивных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
5. Г. А. Авакян, Л. А. Шушко. Взрывчатые вещества и средства инициирования. Ч. 1. М., МО СССР, 1966.
6. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., «Физматгиз», 1959.
7. R. W. Gurney. B. R. L. Report, 1943, 405.
8. A. K. Aziz, H. Hugwitz and H. M. Stegner. Phys. Fluids, 1961, 4, 3.
9. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
10. Г. Е. Кузьмин, В. И. Мали, В. В. Пай. ФГВ, 1973, 9, 4.
11. Г. М. Ляхов. ПМТФ, 1962, 3.
12. В. М. Кузнецова. ФГВ, 1973, 9, 4.
13. Р. Хилл. Математическая теория пластичности. М., «Гостехиздат», 1956.
14. М. Л. Уилkins, М. У. Гуинан. Сб. переводов «Механика», 1973, 139, 3.
15. В. А. Далле, А. В. Носкин. ИФЖ, 1959, 2, 6.

УДК 593.3/5

ВЫСКОСКОРОСТНОЕ СОУДАРЕНИЕ ЖЕЛЕЗНЫХ ПЛАСТИН

И. В. Симонов, Б. С. Чекин

(Москва)

Высокоскоростное соударение пластин широко применяется для получения информации о динамической сжимаемости материалов [1—3]. Интерпретация полученных результатов обычно проводится в гидродинамическом приближении, а изучение явления ограничивается первой стационарной фазой распространения ударной волны. Регистрируемыми