

зующие идеальные оксиликвиты, позволяют считать, что при соответствующих условиях возможно образование оксиликвитов, превосходящих по мощности и сравнимых по бризантному действию с известными штатными ВВ (тротилом, гексогеном и др.). Основой таких оксиликвитов могут быть пористые металлы.

Поступила в редакцию
11/11 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Перрат, Н. А. Толч. Взрывчатые вещества с жидким кислородом, ОНТИ, 1933.
2. E. Karwat, G. Klein. Linde Berichte aus Technik und Wissenschaft, 1961, 11, 28.
3. Г. Ф. Денисенко, В. И. Файнштейн. Техника безопасности при производстве кислорода. М., «Металлургия», 1968, с. 58.
4. Б. А. Иванов, А. С. Мелихов и др. — В кн.: Процессы горения и проблемы тушения пожаров. Ч. II. М., ВНИИПО, 1973, с. 63—73.
5. Л. Г. Шпирман, А. С. Дубовик. — В сб.: Физика взрыва, № 3. М., ИХФ АН СССР, 1955, с. 5—15.
6. Г. А. Гитцевич, З. Б. Басыров, В. Г. Сагайдак. Кислород, 1959, 3.
7. Р. Миллер. — В кн.: Детонация и двухфазное течение. Перевод с англ. Под ред. П. Ф. Похила. М., «Мир», 1966, с. 68—77.

УДК 534.222.2

ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЗАРЯДА ВВ ДЛЯ ПЛОСКОГО МЕТАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ

В. С. Трофимов

(Черноголовка)

Самый распространенный и простой метод разгона плоских пластин до скоростей несколько километров в секунду представлен на рис. 1 [1]. Металлическая пластина прикладывается к торцу заряда ВВ, на который выходит плоский детонационный фронт. Пластина разгоняется толчками. Сначала по ней вперед идет ударный фронт; в момент его выхода на свободную поверхность образуется волна разрежения, распространяющаяся назад. В результате ее взаимодействия со сжатыми продуктами детонации (ПД) в пластине формируется новая волна сжатия. Строгий анализ показывает, что она не успевает формироваться в ударный фронт, но в первом приближении будем рассматривать ее как сильный разрыв. Волна разрежения в первом приближении тоже будет считаться сильным разрывом.

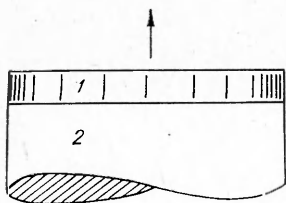


Рис. 1. Схема плоского метания металлической пластины (1) зарядом ВВ (2).

Предполагается, что детонация инициируется таким способом удастся плоско разогнать только небольшую центральную часть пластины, так как боковая разгрузка нарушает одномерность течения позади детонационного фронта. В настоящей работе предлагается элементарный метод расчета процесса разгона метаемой пластины, исходя из которого можно оценить геометрические размеры заряда ВВ, необходимого для плоского метания пластины данного диаметра и толщины с заданной скоростью.

одновременно по всему сечению заряда ВВ, например, с помощью взрывающейся фольги [2]. Этот метод в отличие от точных решений [3, 4] не дает детальной картины течений, но он более точен, чем развитый в монографии [5], поскольку при тех же исходных предположениях об уравнении состояния продуктов детонации учитывает ступенчатый характер разгона пластины.

Рассмотрим расчет конечной скорости метаемой пластины W . Примем, что изэнтропы и ударные адиабаты конденсированной среды в координатах $p-u$ (давление — скорость) описываются одинаковыми кривыми, т. е. получаемыми из одной кривой путем ее трансляции по оси u и отражения относительно оси p . Пусть эта кривая описывается уравнением типа

$$p = f(U), \quad (1)$$

где U — скорость среды в системе координат, в которой функция (1) монотонно возрастает и удовлетворяет условию $U=0$ при $p=0$. (В дальнейшем при необходимости отличить металл от продуктов будут использоваться индексы m (металл) или pd (продукты детонации).)

Указанное предположение не противоречит термодинамике вплоть до давлений, существенно больших, чем в рассматриваемом расчете, и без труда обосновывается оценками типа сделанных в [6] для металлов. Будем применять его для продуктов в области высоких давлений, где они подобны конденсированным средам. Принятое предположение, в частности, позволяет считать, что при переходе через ударный фронт некоторой характеристики соответствующий ей инвариант Римана остается неизменным.

Для функции (1) примем следующие явные выражения:

$$f_{pd} = p_{ж} \left(\frac{n-1}{2} \right) \sqrt{\frac{\rho_{ж}}{n p_{ж}}} U^{2n/n-1}, \quad (2)$$

$$f_m = \rho_0 (a + bU) \cdot U, \quad (3)$$

где $p_{ж}$ и $\rho_{ж}$ — давление и плотность продуктов в точке Жуге; n — показатель политропы продуктов; a и b — постоянные в уравнении ударной адиабаты металла

$$D = a + bu. \quad (4)$$

Уравнение (3) выводится из последнего, а (2) — из уравнения политропы продуктов

$$p/p_{ж} = (\rho/\rho_{ж})^n, \quad (5)$$

которое справедливо в широком интервале давлений [5], и только начиная с нескольких килобар и ниже показатель n падает с давлением. Последнее не будем принимать во внимание, поскольку из дальнейшего станет ясно, что разгон пластины практически прекращается при достижении в продуктах давления несколько килобар.

Зная выражение для f , находим зависимость лагранжевой скорости звука C от U :

$$C = \frac{1}{\rho_0} \frac{dp}{dU} = f'/\rho_0. \quad ?$$

Воспользовавшись (2) и (3), получим для продуктов детонации и металла (соответственно):

$$C = D \left[\frac{(n-1)\rho_{ж}}{2\rho_0 D} U \right]^{\frac{n+1}{n-1}}; \quad (6)$$

$$C = a + 2bU, \quad (7)$$

где

$$D = \frac{1}{\rho} \sqrt{n\rho_{ж} p_{ж}} -$$

скорость детонации. На основании формул (4) и (7) легко показать, что средняя скорость волны разрежения, распространяющейся по ударно-сжатому металлу, совпадает с соответствующим значением скорости ударного фронта. Поэтому в дальнейшем между этими скоростями не будет делаться различия.

Напишем выражения для инвариантов Римана [7] в следующей форме:

$$I_+ = u + U - W_{\max} \quad (8)$$

$$I_- = u - U + W_{\max} \quad (9)$$

где W_{\max} — произвольная постоянная, равная скорости истечения продуктов со свободного торца заряда ВВ в вакууме при условии постоянного n во всем диапазоне давлений. Приняв во внимание, что инварианты Римана постоянны на своих характеристиках [7] и полагая на торце заряда $U=0$ (так как $p=0$), получим

$$W_{\max} = u_{ж} + U_{ж} \quad (10)$$

Из выражений (9), (10) следует, что на всех характеристиках, начинающихся в состоянии Жуге, инвариант I_- имеет одно и то же значение

$$I_- = 2u_{ж} \quad (11)$$

так как волна разрежения позади детонационного фронта простая. Поэтому на каждой плюс-характеристике в области этой волны сохраняются постоянными величины u , U и C . Их значения будем отмечать индексом п. Из (9) — (11) следует

$$u_{п} = U_{п} + u_{ж} - U_{ж},$$

поэтому в области простой волны

$$I_+ = 2(U_{п} - U_{ж}). \quad (12)$$

На каждой плюс-характеристике эти значения сохраняются и за пределами простой волны. На этом основании из (8) и (12) получаем связь между u и U на плюс-характеристике

$$u = 2U_{п} - U_{ж} + u_{ж} - U. \quad (13)$$

Прямая, описываемая этим уравнением, пересекает ось u в точке

$$u = 2U_{п} - U_{ж} + u_{ж}. \quad (13a)$$

На рис. 2 представлена $x-t$ -диаграмма разгона металлической пластины, где x — лагранжева координата, t — время. В области простой волны плюс-характеристики выражаются прямыми линиями

$$x/t = C_{п} \quad (14)$$

(каждой плюс-характеристике соответствует свое значение $C_{п}$). В момент выхода детонации на границу раздела ВВ — металл назад идет возмущение сначала в виде ударного фронта, потом — волны разрежения. Поскольку ударный фронт существует ограниченное время, будем считать, что передняя граница этого возмущения совпадает с характеристикой, описываемой уравнением

$$x = L^2/Dt,$$

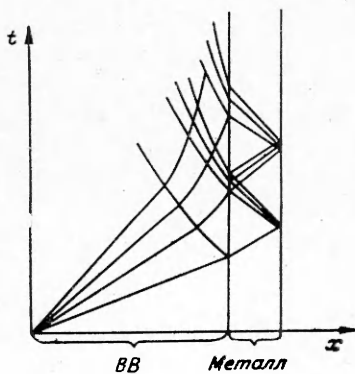


Рис. 2. $x-t$ -диаграмма разгона металлической пластины в лагранжевых координатах.

которое находится из дифференциального уравнения

$$dx/dt = -C_n = -x/t,$$

при начальном условии $x=L$, $t=L/D$. Каждая плюс-характеристика встречается с данной минус-характеристикой в точке с координатами

$$t = L/D\sqrt{D/C_n} \quad (15)$$

$$x = L\sqrt{C_n/D} \quad (16)$$

После этой точки плюс-характеристики искривляются и выходят на поверхность раздела ВВ — металл позже, чем это было бы в отсутствие возмущения. Обозначим через $T(L/D)$ время выхода данной плюс-характеристики на границу раздела (T — относительное время). Тогда на основании теоремы Лагранжа о среднем

$$\frac{L-x}{T(L/D)-t} = \frac{C_n + C_r}{2}, \quad (17)$$

где x и t определяются из (15) и (16), а C_r можно приближенно считать значением лагранжевой скорости звука на границе раздела ВВ — металл. Это приближение было бы точным при линейной зависимости C от t или при параболической форме плюс-характеристик.

Произведя в (17) указанную подстановку, получим

$$\frac{(1 - \sqrt{C_n/D})\sqrt{C_n/D}}{T\sqrt{C_n/D} - 1} = \frac{C_n/D + C_r/D}{2} \quad (18)$$

Это уравнение с большой точностью аппроксимируется выражением

$$\frac{C_n}{D} = \frac{1}{1 + k(T-1)}, \quad (18a)$$

где

$$k = 2 \frac{(C_r/D) + 1}{(C_r/D) + 3}.$$

На рис. 3 показаны области на плоскости $T \div C_r/D$. Практика расчетов показывает, что значения T и C_n/D , как правило, не выходят за пределы области 2,5%, так что в расчетах можно применять более простые выражения (18a).

Окончательная скорость метаемой пластины находится в результате построения $U-u$ -диаграммы (рис. 4), которая отличается от $p-u$ -ди-

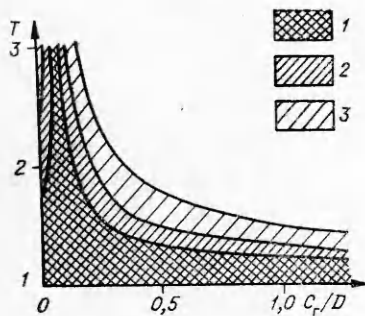


Рис. 3. Области значений T и C_r/D , в которых уравнение (22) аппроксимируется (22a) с точностью 1% (1), 2,5% (2) и 5% (3).

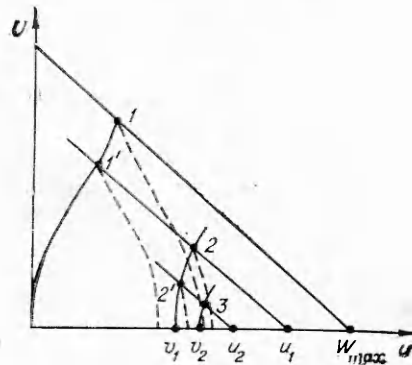


Рис. 4. $U-u$ -диаграмма разгона металлической пластины.

аграммы [7] только заменой шкалы p на U по формуле (1) для продуктов. Эта замена не принципиальна, но благодаря ей линии разгрузки становятся прямыми, поэтому для построения $U-u$ -диаграммы остается нужным только один вырезанный из картона шаблон, соответствующий ударной адиабате металла в $U-u$ -координатах.

Построение $U-u$ -диаграммы проводится в описанной ниже последовательности (см. рис. 4).

Точка I , лежащая на пересечении ударных адиабат металла и продуктов, представляет состояния этих сред на границе раздела в момент, когда приходит детонация. К моменту окончания первой пульсации давление на границе раздела падает, и состояние обеих сред описывается точкой I' . Последняя находится методом последовательных приближений.

В качестве нулевого приближения берется точка I , по которой определяется скорость ударного фронта в металле D_1 (4) и лагранжева скорость звука C_r (6). Не следует упускать из виду, что величины U в формулах (2), (6), с одной стороны, и (4), (7), с другой, имеют разные значения. Далее по формуле

$$T_N = 1 + \frac{2lD}{L} \sum_{k=1}^N \frac{1}{D_k} \quad (19)$$

рассчитывается относительное время T_1 , соответствующее окончанию первой пульсации. Здесь l — толщина пластины; L — длина заряда; D — скорость детонации; D_k — скорость ударного фронта (и волны разрежения) во время k -й пульсации; N — число пульсаций. По найденным T_1 и C_r из уравнения (18) или (18а) находится лагранжева скорость звука C_n , соответствующая плюс-характеристике, вышедшей на границу раздела ВВ — металл в момент окончания первой пульсации. По значению C_n и обратной формуле (6) определяем значение U_n . Подставляя его в (13) или (13а), находим прямую, соответствующую данной плюс-характеристике. Пересечение $1_{(1)}$ этой прямой с ударной адиабатой металла (на рисунке не показано) и будет первым приближением для точки I' .

Следующее приближение ищется аналогично, только вместо точки I берется $1_{(1)}$, а в качестве T_N — среднее значение: $\frac{T_N^{(0)} + T_N^{(k)}}{2}$, где $T_N^{(0)}$ рассчитано по формуле (19) для нулевого приближения — 1, а $T_N^{(k)}$ — для k -го приближения — $1(k)$. Усреднение времени T_N позволяет в некоторой степени внести поправку на то, что за время пульсации скорость ударного фронта и волны разрежения слегка уменьшается. Расчет повторяется до тех пор, пока следующее приближение не совпадает с предыдущим. Практика расчета показывает, что это наступает уже на втором или третьем шаге.

Далее из точек I и I' с помощью шаблона проводятся кривые разгрузки металла до пересечений с осью u . Средняя точка между этими пересечениями 1_1 приблизительно соответствует средней скорости, которую металлическая пластина приобрела за время первой пульсации. Из этой точки с помощью шаблона восстанавливаем вторую ударную адиабату металла до пересечения в точке 2 с прямой разгрузки продуктов, проходящей через точку I' . Точка 2 представляет состояние металла и продуктов в момент возникновения второй ударной волны в металле, т. е. в начале второй пульсации. Точка 2' соответствует окончанию этой пульсации и аналогично точке I' находится методом последовательных приближений. Затем расчет повторяется для точек 3—3', 4—4' и т. д.

Как видно из сказанного, давление за ударным фронтом в воздухе, толкаемом разгоняемой пластиной, не учитывается, поэтому теоретиче-

Номера точек	U , км/с	$1/Dk$, км ⁻¹ .с	$\sum_{k=1}^N 1/Dk$, км ⁻¹ .с	\bar{T}_N	C_r/D	C_{II}/D	U_{II} , км/с	u_{N_i} , км/с	v_{N_i} , км/с
1	6,71	0,191	0,191	1,092	1,377	0,909	5,41	7,08	—
1'	6,31	0,197	0,197	1,093	1,288	0,911	5,41	7,08	1,65
2	5,01	0,220	0,414	1,199	0,783	0,835	5,18	6,62	—
2 ₁	4,62	0,226	0,420	1,200	0,668	0,846	5,21	6,68	—
2'	4,67	0,225	0,419	1,200	0,682	0,845	5,21	6,68	2,40
3	4,05	0,234	0,651	1,313	0,520	0,788	5,03	6,32	—
3 ₁	3,73	0,238	0,655	1,313	0,443	0,792	5,04	6,34	—
3'	3,75	0,237	0,654	1,313	0,448	0,792	5,04	6,34	2,79
4	3,31	0,243	0,896	1,430	0,348	0,743	4,88	6,02	—
4 ₁	3,12	0,245	0,898	1,431	0,309	0,746	4,89	6,04	—
4'	3,14	0,245	0,898	1,431	0,312	0,746	4,89	6,04	3,04
5	2,93	0,247	1,144	1,549	0,294	0,698	4,73	5,72	—
5 ₁	2,63	0,249	1,146	1,550	0,224	0,706	4,76	5,78	—
5 ₂	2,69	0,249	1,146	1,550	0,244	0,704	4,75	5,76	—
5'	2,67	0,249	1,146	1,550	0,230	0,705	4,75	5,76	3,15
6	2,55	0,250	1,395	1,670	0,210	0,664	4,60	5,46	—
6 ₁	2,27	0,254	1,399	1,671	0,167	0,669	4,62	5,50	—
6'	2,31	0,252	1,397	1,670	0,173	0,669	4,62	5,50	3,23
7	2,23	0,252	1,648	1,791	0,162	0,632	4,49	5,24	—
7 ₁	1,99	0,254	1,650	1,792	0,130	0,636	4,50	5,26	—
7'	2,01	0,254	1,650	2,792	0,132	0,636	4,50	5,26	3,26
8	1,98	0,254	1,903	1,913	0,128	0,603	4,38	5,02	—
8 ₁	1,75	0,255	1,904	1,914	0,102	0,606	4,39	5,04	—
8'	1,77	0,255	1,904	1,914	0,104	0,606	4,39	5,04	3,27
9	1,76	0,255	2,159	2,036	0,103	0,576	4,27	4,80	—
9 ₁	1,53	0,256	2,160	2,037	0,079	0,579	4,29	4,84	—
9'	1,57	0,256	2,160	2,037	0,083	0,578	4,28	4,82	3,28

ски описанный расчет должен продолжаться до тех пор, пока в следующей точке n давление не окажется равным нулю ($U=0$). Последнее будет означать, что разгон пластины окончен. На практике, однако, расчет можно окончить значительно раньше, так как, начиная с некоторого значения U и ниже, ударная адиабата металла в $U-u$ -координатах идет почти вертикально (это видно из анализа выражений (2) и (3)), и ниже этого значения U пластина практически не разгоняется.

В таблице приводится пример расчета метания медной пластины зарядом литого ТГ 36/64 при $l/L=0,03$. Параметры меди: $\rho_0=8,93$ г/см³, $a=3,90$ км/с, $b=1,46$ взяты из работы [8]. Параметры ТГ 36/64: $\rho_0=1,71$ г/см³, $\rho_{ж}=2,26$ г/см³, $p_{ж}=266$ тыс. атм, $D=8$ км/с, $n=3,13$ приведены в [9]. Расчет прекращен на девятом шаге. При этом в точке 9' $U=1,57$ км/с, что соответствует давлению на границе раздела 6,7 кбар. Дальнейшие пульсации практически (в пределах 1%) не увеличивают скорости пластины.

На рис. 5, 6 и 7 приводятся результаты аналогичного расчета разгона медных пластин зарядов литого ТГ 36/64 в широком диапазоне значений параметра l/L . Обозначения на рисунках следующие: W — окончательная скорость разогнанной пластины, T — время разгона, S — путь разгона. Поскольку расчет пульсации не доводится до конца, полное время разгона вычисляется с помощью выражения (18) или (18а)

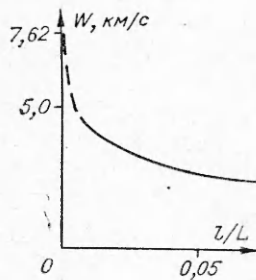


Рис. 5. Зависимость скорости метания пластины W от параметра z/L .

при подстановке в него значений $C_p/D=0$, и C_n/D . Последнее определяется из выражения (6) для U_n , вычисляемого из (13а) при $u=W$. Путь разгона вычисляется по данным проделанного расчета

$$S/L = \sum_{k=1}^N \frac{v_k \Delta T_k}{D},$$

где ΔT_k — относительное время между k -й и $(k-1)$ -й пульсациями.

Рассмотрим метод оценки диаметра d_1 заряда, необходимого для плоского метания центральной части пластины с d_2 . Видно, что

$$d_1 = d_2 + 2h, \quad (20)$$

где h — глубина проникновения передней границы боковой волны разрежения к оси заряда на границе раздела ВВ — металл к моменту окончания разгона пластины. Оценки с помощью формул (6), (7) в каждом конкретном случае показывают, что ведущей можно считать волну разрежения в продуктах, так как скорость звука в металле становится преобладающей лишь в самом конце разгона пластины.

Пусть фронт боковой волны разрежения в продуктах до выхода детонации на границу раздела описывается уравнением

$$y = y(x, t),$$

где y — расстояние от границы заряда; x — лагранжева координата, отсчитываемая вдоль оси от плоскости инициирования детонации; t — время, отсчитываемое от момента инициирования. Данная функция удовлетворяет уравнению распространения фронта

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2 = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2. \quad \text{ошибка}$$

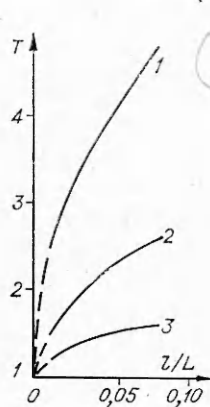


Рис. 6. Зависимость относительного времени разгона T от параметра z/L .

1 — полное время разгона; 2 — время разгона до более, чем 99% скорости (давление на границе раздела падает до 6,7 кбар); 3 — время разгона до 90% скорости.

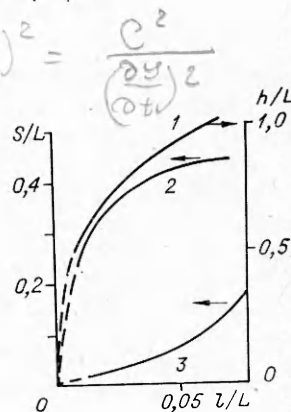


Рис. 7. Зависимость относительного пути h/L продвижения боковой разгрузки к оси заряда к моменту разгона пластины до 99% скорости (1) и относительного пути S/L разгона пластины от параметра z/L ;

2 — путь разгона до 99% скорости, 3 — путь разгона до 90% скорости.

Решением этого уравнения в области простой волны является функция

$$y = t \sqrt{C_{\pi} \int_{C_{\pi}}^D (\rho_0/\rho)^2 dC}, \quad (21)$$

где в соответствии с (14) $C_{\pi} = x/t$. Верхний предел интегрирования в этом выражении выбран так, чтобы удовлетворить условию $x/t = D$, $y = 0$. Оно означает, что звуковой фронт отходит от пересечения фронта детонации с боковой границей заряда.

Из уравнения политропы для продуктов (5) выводится выражение

$$\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2 = \left(\frac{\rho_0}{\rho_{ж}}\right)^2 \left(\frac{C}{D}\right)^{-\frac{4}{n+1}}.$$

Подставив его в (21), получим

$$y = \frac{\rho_0 C_{\pi} t}{\rho_{ж}} F\left(\frac{C_{\pi}}{D}\right). \quad (22)$$

При $n \approx 3$

$$F\left(\frac{C_{\pi}}{D}\right) = \sqrt{\frac{D}{C_{\pi}} \ln \frac{D}{C_{\pi}}}.$$

Из выражения (22) видно, что по каждой плоскости, перпендикулярной оси заряда и перемещающейся по продуктам со скоростью звука в положительном направлении, фронт боковой разгрузки бежит с постоянной скоростью

$$a_6 = \frac{\rho_0 C_{\pi}}{\rho_{ж}} F\left(\frac{C_{\pi}}{D}\right).$$

Полученное выражение справедливо только в области простой волны. Как только рассматриваемая плоскость окажется во встречной волне разрежения, скорость a_6 начнет меняться. В качестве среднего значения этой величины примем

$$\bar{a}_6 = \frac{a_6 + a_r}{2},$$

где a_r можно отождествить с эйлеровой скоростью звука на данной плюс-характеристике в момент пересечения с границей раздела ВВ — металл. Эта величина находится из выражения

$$a_r = f'/\rho = \frac{n-1}{2} U.$$

Будем считать, что разгон практически заканчивается при давлении на границе раздела 6,7 кбар, т. е. при $U = 1,57$ км/с и $a_r = 1,67$ км/с.

На основании сказанного с использованием (15) находим путь боковой разгрузки к оси заряда к моменту окончания разгона пластины:

$$h/L = \frac{a_6}{D} \sqrt{\frac{D}{C_{\pi}}} + \frac{a_6 + a_r}{2D} \left(T - \sqrt{\frac{D}{C_{\pi}}}\right).$$

По данным предыдущего расчета легко убедиться, что ошибка в определении a_r на 100% влечет за собой ошибку в значении h всего на 15%, что для целой оценки приемлемо.

На рис. 7, 1 приведены результаты расчета h/L для случая метания медных пластин зарядом ТГ 36/64. По данным рис. 5 и 7, 1 легко рассчитать размеры зарядов, необходимых для плоского метания пластин. Так, например, полагая в (20) $d_2 = 0$, находим минимальную массу заряда в килограммах

$$\bar{M} = \pi \bar{h}^2 \bar{L} \rho_0 \frac{F(W) l^3}{(W_{\max} - W)^{10}},$$

где W_{\max} — скорость истечения продуктов при выходе детонации на свободный торец заряда, определяемая из (2) и (7), км/с; $F(W)$ — медленно меняющаяся (в пределах $(2,5-3,0) \cdot 10^8$) функция от W , определяемая по данным предыдущего расчета, $(\text{кг/см}^3) (\text{км/с})^{10}$; l — толщина метаемой пластины, см.

Итак, в основе проделанного расчета лежат два предположения:

1) при выводе уравнения (18) отождествляются лагранжевы скорости звука и ударного фронта, отраженного от пластины;

2) считается, что значение C_s/D относится к границе раздела ВВ — металл, что, вообще говоря, неверно. Однако анализ уравнения (18) показывает, что эти упрощения вносят в окончательный результат ошибку не более нескольких процентов, что для целей оценки можно считать удовлетворительным.

В заключение автор выражает благодарность С. В. Першину и Г. И. Канелю за полезные дискуссии и ценные советы.

Поступила в редакцию
8/IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Рейс, Р. Мак-Куин, Дж. Уолш. — В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
2. Н. А. Фот. Проблемы прочности, 1970, 11.
3. В. О. Lambour, I. E. Harley. Proc. 4-th Sympos. on det., 1965.
4. A. Vidart, P. Beatrix a. o. Proc. 4-th Symposium on detonation, 1965.
5. Ф. А. Баум, К. П. Станюкевич, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
6. J. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev., 1955, 97, 1544.
7. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
8. R. MacQueen, S. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.

УДК 621.791.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕТОНАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ТЭНА МАЛЫХ ДИАМЕТРОВ С ИНЕРТНЫМИ ПРЕГРАДАМИ

А. И. Луковкин, И. И. Сидоров, Е. Г. Карпунов,
В. А. Артемов, В. П. Беляцкий

(Ленинград)

В практике сварки взрывом до настоящего времени не нашла своего удовлетворительного решения весьма актуальная задача внутреннего плакирования отверстий малых диаметров. Для этих целей пригодны лишь высокобризантные взрывчатые вещества с малыми критическими диаметрами, скорость детонации которых обычно лежит выше предела 5500 м/с, т. е. превышает скорость звука во многих известных металлах. Использование таких ВВ для сварки порождает трудноразрешимые проблемы при реализации основных условий взрывного плакирования и главным образом при обеспечении дозвуковых скоростей деформации металлов в окрестности точки физического контакта.