

НАПРАВЛЕННОЕ МЕТАНИЕ ТЕЛ ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА

Г. М. Ляхов

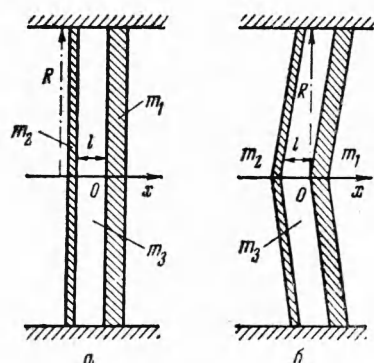
(Москва)

При взрыве заряда ВВ, имеющего на поверхности глубокую выемку, покрытую тонкой металлической облицовкой, происходит захлопывание облицовки с образованием кумулятивной струи и песта. Явление кумуляции изучалось в работах [1-3].

Гидродинамическая теория кумуляции, позволившая установить количественную связь между параметрами заряда, характеристиками струи и ее бронейным действием, разработана М. А. Лаврентьевым [4].

Ниже приводятся результаты исследования взрыва зарядов с малой глубиной выемки. Установлено, что в этом случае происходит выворачивание облицовки и ее разрушение с образованием направленного потока из ее элементов. Экспериментально исследовано движение этих элементов, определены условия, при которых к направленному метанию тел может быть применена теория одномерного движения. Рассмотрено одностороннее и двустороннее метание. Определена количественная связь между параметрами заряда и характеристиками потока.

1. Исследование механизма взрыва зарядов и определение исходных предпосылок их расчета. Направленное метание может быть осуществлено при помощи зарядов различной формы, например плоских (фиг. 1а).



Фиг. 1

Наиболее выгодным по использованию энергии, как показано ниже, является заряд вогнутой формы, у которого толщина l слоя ВВ много меньше его радиуса R (фиг. 1б).

Для создания расчетной схемы необходимо было иметь данные о механизме взрыва таких зарядов. Исследование проводилось при помощи мгновенной рентгено съемки взрыва зарядов, у которых имелась облицовка со стороны вогнутости, а тыльная и боковая стороны были свободными.

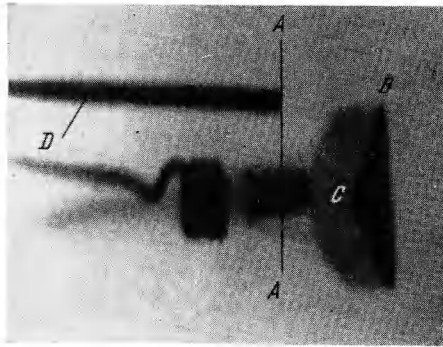
Рентгено съемка велась в течение 30—40 мксек с интервалами между снимками в 2—5 мксек.

Схема синхронизации съемки и взрыва позволяла определять момент времени, соответствующий каждому снимку, с точностью до ± 2 мксек.

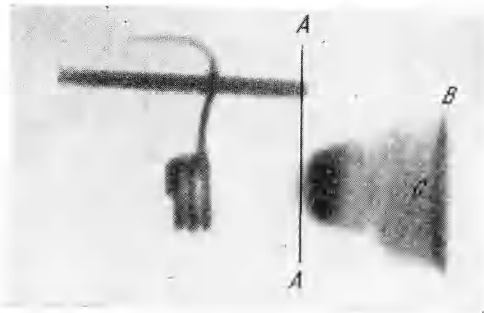
На фиг. 2—8 даны снимки, изображающие заряд до взрыва и в моменты времени, равные 2, 4, 15, 20, 25 и 30 мксек. Отсчет времени велся от момента инициирования взрыва. Масса заряда ВВ (тротил) — 8.5 г, масса облицовки (жест) — 3.14 г, D — неподвижный стержень, относительно которого определялось смещение.

К первому моменту времени центральная часть облицовки уже вовлечена в движение (фиг. 3). Фронт волны детонации еще не достиг боковой (свободной) поверхности заряда, примыкающие к ней элементы облицовки находятся в покое. Разлет продуктов детонации от боковой поверхности отсутствует.

К моменту времени $t \approx 4$ мксек (фиг. 4) в движение оказываются вовлеченными все элементы облицовки. Центральная часть, к которой раньше всего подошла детонационная волна, обгоняет боковые элементы, в результате чего происходит выворачивание облицовки и она приобретает форму плоского диска. Радиус основания облицовки не возрастает,



Фиг. 2



Фиг. 3



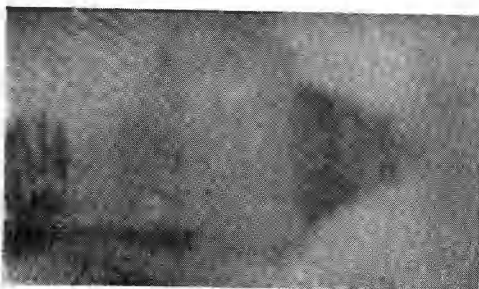
Фиг. 4



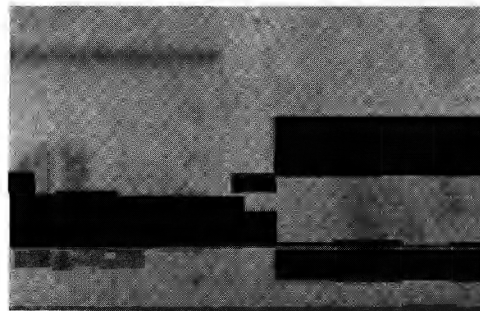
Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8

следовательно, она испытывает в этот период сжатие в направлении, перпендикулярном к оси симметрии заряда. Волна детонации достигла боковой поверхности заряда и от этой поверхности начинается разлет продуктов детонации.

Фиг. 5 соответствует полному выворачиванию облицовки. Высота конуса, образованного деформированной облицовкой, превышает ее высоту до взрыва. Это показывает, что после сжатия происходит растяжение облицовки.

Из фиг. 6—8 видно, что при дальнейшем движении скорости центральных и боковых элементов облицовки остаются различными, что приводит к ее дальнейшему растяжению и разрушению на осколки. Со временем расстояния между осколками возрастают. Скорости осколков имеют составляющую вдоль оси симметрии и в перпендикулярном направлении. Прорыв газообразных продуктов детонации между осколками незначителен. Продолжается расширение продуктов детонации, распространяющихся от свободной поверхности. Их фронт приобретает сферическую форму.

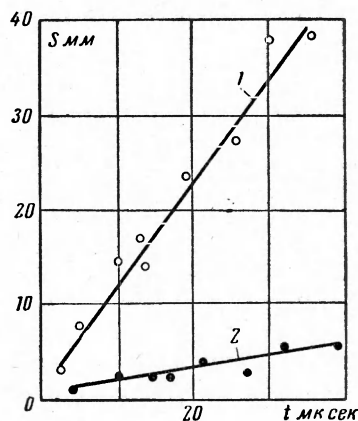
На фиг. 9 представлены результаты измерения смещения центральных 1 и боковых 2 элементов облицовки. Экспериментальные точки взяты с рентгенограмм на фиг. 2—8.

Из результатов опытов следует, что скорость элементов облицовки возрастает до максимального (предельного) значения менее чем за 2—4 мксек и затем в течение исследованного промежутка времени (30—40 мксек) остается постоянной. Из этого следует, что на участках пути, проходимых за это время, сопротивление воздуха практически не сказывается; тем более сопротивление воздуха можно не учитывать в период ускоренного движения облицовки.

Опыты показывают, что разные элементы облицовки вступают в движение в разные моменты времени. Движение боковых точек начинается позднее, чем центральной части, что связано с прохождением детонационной волны по ВВ. Предельные скорости разных элементов различны. Максимальное значение имеют центральные элементы (1100—1200 м/сек), а минимальное — боковые (120—150 м/сек). Это различие объясняется влиянием истечения продуктов взрыва от боковой поверхности заряда. Образующаяся при этом волна разрежения движется к центру заряда и приводит к падению давления, а следовательно, и к уменьшению ускорения соответствующих элементов облицовки. Чем ближе элемент к центру заряда, тем большую скорость он успевает приобрести. При достаточно большом радиусе заряда R по сравнению с толщиной l влияние боковой волны разрежения не сказывается на скорости центральных элементов, так как они приобретают предельную скорость до прихода фронта этой волны.

Опыты показывают, что при сжатии, выворачивании и растяжении облицовки обмена скоростями между ее элементами не происходит, они сохраняют скорости, приобретенные в период ускоренного движения.

При распространении детонационной волны от оси к боковой поверхности угол ее подхода к элементам облицовки уменьшается. При $R \gg l$ для большинства элементов можно принять, что волна движется вдоль облицовки, вызывая одновременную детонацию ВВ на всем протяжении между облицовкой и тыльной поверхностью заряда. Движение элементов поэтому должно определяться, исходя из схемы мгновенной детонации.



Фиг. 9

Проведенные опыты позволили исследовать механизм взрыва зарядов и обосновать физические предпосылки их расчета.

1. К направленному метанию применима гипотеза М. А. Лаврентьева, высказанная им для случая кумуляции [4]: прочностные и пластические силы, развивающиеся в материале облицовки при ее деформации в период ускорения, малы по сравнению с инерционными силами. Материал облицовки можно рассматривать как идеальную несжимаемую жидкость.

2. При достаточно большом диаметре заряда (по сравнению с его толщиной) движение центральных элементов можно рассматривать без учета влияния волны разрежения, идущей от боковой поверхности.

3. Детонация в сечениях, находящихся на разном удалении от оси заряда, происходит в разные моменты времени, однако в каждом сечении мгновенно.

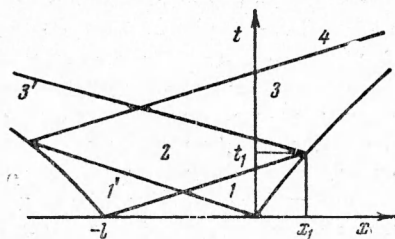
4. В период ускоренного движения облицовки можно пренебречь сопротивлением воздуха.

2. Расчет движения элементов при одномерном метании. В соответствии с принятыми предпосылками центральная часть исследуемых зарядов рассматривается как совокупность одинаковых элементов, состоящих из слоя ВВ и двух (или одной) метаемых пластинок. Движение пластинок происходит в каждом из элементов независимо, в результате мгновенной детонации ВВ, находящегося в этом элементе.

Одномерное одностороннее метание, когда детонационная волна подходит по нормали к метаемому элементу, а второй конец заряда является свободным, рассматривалось К. П. Станюковичем [3]. Принятая схема отлична от схемы К. П. Станюковича предположением о характере детонации, кроме того, рассматривается одностороннее и двустороннее метание.

Рассмотрим движение пластинок в случае мгновенной детонации элемента заряда. Обозначим массы пластинок и заряда ВВ (фиг. 1а и 1б), приходящиеся на единицу поперечного сечения, соответственно m_1 , m_2 , m_3 , а плотность, скорость звука и давление в продуктах детонации в начальный момент времени ρ_0 , c_0 , p_0 . За начало координат примем точку соприкосновения пластинки m_1 и заряда ВВ. Движение пластинок происходит без сопротивления среды, т. е. в пустоте.

В момент времени $t = 0$ происходит мгновенная детонация заряда и начинается движение обеих пластинок. К центру заряда от них пойдут



Фиг. 10

волны разрежения, определяемые особым (римановским) решением основных уравнений газовой динамики. (Области I и I', на фиг. 10.) Решение в области I имеет вид

$$\begin{aligned} x &= (u - c)t + F(u) \\ u + \frac{2c}{\gamma - 1} &= \text{const} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь и далее u — скорость частиц, c — скорость звука, γ — показатель энтропии продуктов детонации.

Функция $F(u)$ и постоянная величина находятся из граничных условий. На фронте волны разрежения $u = 0$, $c = c_0$, поэтому

$$u + \frac{2c}{\gamma - 1} = \frac{2c_0}{\gamma - 1}$$

Скорость частиц газа, примыкающих к пластинке, равна скорости пластинки. Уравнение ее движения

$$m_1 du / dt = p$$

Примем уравнение состояния продуктов взрыва в виде

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad \text{при } \gamma = 3, \quad p = p_0 \left(\frac{c}{c_0} \right)^3 \quad (2.2)$$

Так как $u + c = c_0$, то $du/dt = -dc/dt$, и при $\gamma = 3$ имеем

$$-m_1 \frac{dc}{dt} = p_0 \left(\frac{c}{c_0} \right)^3 \quad \text{или} \quad c = c_0 \left(1 + \frac{2p_0 t}{m_1 c_0} \right)^{-1/2}$$

Обозначим $m_3/\rho_0 = l$ (длина заряда ВВ) и $m_3/m_1 = \eta$. Учитывая, что $p_0 = 1/3c_0^2 m_3/l$, найдем

$$c = c_0 \left(\frac{3l}{2\eta c_0 t + 3l} \right)^{1/2}$$

Отсюда получим зависимость скорости и пути x , пройденного пластинкой в области I от времени

$$u = c_0 \left(1 - \sqrt{\frac{3l}{2\eta c_0 t + 3l}} \right), \quad x = c_0 t - \frac{\sqrt{3l}}{\eta} \left(\sqrt{2\eta c_0 t + 3l} - \sqrt{3l} \right) \quad (2.3)$$

Зная u и x частиц, примыкающих к пластинке, найдем в соответствии с (2.1) $F(u) = m_1 c_0 u / p_0$ и решение в области I

$$x = (u - c)t + \frac{m_1 c_0 u}{p_0}, \quad u = c_0 - c \quad (2.4)$$

Аналогично получим решение в области I' в виде

$$x = (u + c)t + \frac{m_2 c_0 u}{p_0} - l, \quad -u = c_0 - c \quad (2.5)$$

Скорости фронтов волн равны c_0 , поэтому они встретятся в точке $x = -l/2$ при $t = l/2c_0$. В результате взаимодействия волн разрежения возникнет область 2 , течение в которой определяется общим решением основных уравнений

$$x = (u + c)t + F_1(u + c), \quad x = (u - c)t + F_2(u - c) \quad (2.6)$$

В области I имеем $u = (u - c + c_0)/2$; отсюда в силу (2.4)

$$x = (u - c)t + \frac{m_1 c_0}{p_0} \frac{u - c + c_0}{2}$$

Из условия непрерывности u и c на границе $1, 2$ получим

$$F_2(u - c) = \frac{m_1 c_0}{p_0} \frac{u - c + c_0}{2}$$

Аналогично из условия на границе $I', 2$ определим $F_1(u + c)$ и найдем решение в области 2 в виде

$$x = (u - c)t + \frac{m_1 c_0}{p_0} \frac{u - c + c_0}{2}, \quad x = (u + c)t + \frac{m_2 c_0}{p_0} \frac{u + c - c_0}{2} l \quad (2.7)$$

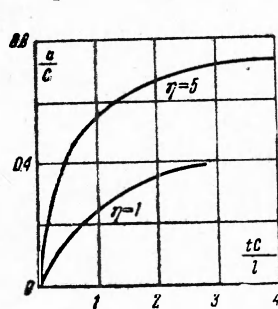
Обозначим расстояние, на котором граница $1, 2$ достигнет первой пластинки, через x_1 , соответствующий момент времени — через t_1 . Пусть при этом скорость пластинки будет u_1 , скорость звука c_1 , а давление, действующее на нее, p_1 . Тогда из (2.3) и (2.7) следует, что

$$x_1 = \frac{\eta l}{6}, \quad t_1 = \frac{n+6}{6c_0} l, \quad u_1 = \frac{\eta}{\eta+3} c_0, \quad c_1 = \frac{3}{\eta+3} c_0, \quad p_1 = p_0 \left(\frac{3}{\eta+3} \right)^3 \quad (2.8)$$

Величины t_1, x_1, u_1, c_1, p_1 не зависят от наличия пластинки на втором конце заряда. При $t = t_1$ образуется область 3 , решение в которой определяется уравнениями вида (2.6). Из условия непрерывного сопряжения областей 2 и 3 получим, что в области 3

$$x + l = (u + c) \left(t + \frac{m_2 c_0}{2p_0} \right) - \frac{m_2 c_0^2}{2p_0} \quad (2.9)$$

Уравнение движения пластинки в области \mathcal{Z}



Фиг. 11

Интегрируя (2.11) и учитывая начальные условия, найдем скорость звука c в слое газа, примыкающем к пластинке, скорость пластинки u и пройденный ею путь x в области \mathcal{Z} в виде

$$c = [2(B\tau - A)\tau]^{-\frac{1}{2}}$$

$$u = D - [2(B\tau - A)\tau]^{-\frac{1}{2}} - A^{-1}[2(B\tau - A)]^{\frac{1}{2}}\tau^{-\frac{1}{2}}$$

$$x = D\tau - \frac{[2(B\tau - A)\tau]^{\frac{1}{2}}}{A} - \frac{m_2 c_0^2}{2p_0} - l$$

Здесь

$$B = 2\eta l^{-2}(\eta + 9\lambda + 6)^{-1} + 2l^{-2}(\eta + 3)^2(\eta + 9\lambda + 6)^{-2}$$

$$D = c_0 \left[\frac{1 + 6(\eta + 3)}{\eta(\eta + 9\lambda + 6)} \right], \quad \lambda = \frac{m_2}{m_3}, \quad \eta = \frac{m_3}{m_1}$$

$$B = \left[\frac{2\eta}{l(\eta + 3)} \right]^2, \quad D = \frac{\eta + 9}{\eta + 3} \quad \text{при } m_1 = m_2$$

Подставляя в последнее из выражений (2.2) скорость звука (2.12), определим давление, действующее на пластинку.

В дальнейшем будет происходить многократное отражение волн от обеих пластинок. Если обе массы m_1 и m_2 велики по сравнению с m_3 , то давление в продуктах взрыва будет мало зависеть от x и дальнейшее движение пластинок определяется из допущения, что $p = f(t)$.

Рассмотрим случай, когда масса одной из пластинок, например m_1 , меньше или равна m_3 ($\eta \geq 1$). Как показывают расчеты, проведенные в соответствии с (2.12), в этом случае ускорение пластинок практически прекращается в областях \mathcal{Z} и \mathcal{Z}' . Скорость пластинки m_1 может быть принята за предельную в один из моментов времени t_2 , соответствующих области \mathcal{Z} . Значение t_2 может быть выбрано, например, из условия пересечения прямой

$$x = \frac{\eta}{\eta + 3} c_0 t - \frac{\eta l}{2(\eta + 3)}$$

соответствующей движению из точки x_1 , t_1 , со скоростью u_1 , с прямой

$$x = c_0 t - 2l$$

являющейся границей \mathcal{Z} , \mathcal{Z}' в случае, когда $m_2 = \infty$. Это значение t_2 всегда лежит в области \mathcal{Z} . Обозначим $x(t_2) = x_2$, тогда

$$t_2 = \frac{\eta + 4}{2c_0} l, \quad x_2 = \frac{\eta l}{2} = 3x_1 \quad (2.13)$$

Расчеты показывают, что при $\eta \geq 1$ ускорение пластинки m_1 при t , близких к t_2 , уже незначительно и скорость ее $u(t_2)$ может быть принята за предельную скорость u^* .

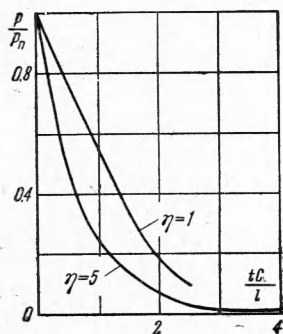
Справедливость этого допущения подтверждается графиками скорости пластинки $u(t)$ (фиг. 11) и давления $p(t)$, действующего на пластинку

(фиг. 12), построенными при $t \leq t_2$, согласно (2.3) и (2.12) для случая $m_1 = m_2$. При t , близких к t_2 , давление становится малым и дальнейшим ускорением пластинок действительно можно пренебречь. На фиг. 11 — 15 c — скорость звука в продуктах детонации в начальный момент времени.

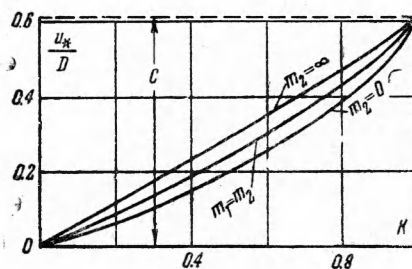
3. Анализ результатов расчета. Выражения предельной скорости метаемых пластинок, определенные из (2.12) для трех случаев метания, когда массы обеих пластинок равны, заряд со второй стороны ограничен неподвижной преградой и вторая пластинка отсутствует, имеют вид:

$$\begin{aligned}
 &\text{при } m_1 = m_2 \\
 &u^* = c_0 \left[\frac{\eta + 9}{\eta + 3} - \frac{\sqrt{3}(\eta + 3)}{\sqrt{(5\eta^2 + 18\eta + 9)(\eta^2 + 4\eta + 3)}} - \frac{2\sqrt{3}}{\eta + 3} \sqrt{\frac{5\eta^2 + 18\eta + 9}{\eta^2 + 4\eta + 3}} \right] \\
 &\text{при } m_2 = \infty \\
 &u^* = c_0 \left[\frac{\eta + 18}{\eta + 6} - \frac{2\sqrt{3}(\eta + 6)}{\sqrt{(5\eta^2 + 36\eta + 36)(\eta^2 + 8\eta + 12)}} - \frac{4\sqrt{3}}{\eta + 6} \sqrt{\frac{5\eta^2 + 36\eta + 36}{\eta^2 + 8\eta + 12}} \right] \\
 &\text{при } m_2 = 0 \\
 &u^* = c_0 \frac{\eta^2 + 12\eta + 18 - 6\sqrt{2\eta^2 + 16\eta + 9}}{(\eta + 6)\eta}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

При выводе второй формулы учтено, что в случае заряда с массой ВВ, равной $m_3/2$, и метаемой пластинкой массой m_1 , ограниченного со второго конца неподвижной стенкой, и в случае заряда с массой m_3 , ограниченного с обеих сторон пластинками массой m_1 , скорости пластинок будут одинаковы.



Фиг. 12



Фиг. 13

Последнее из выражения соответствует $t \rightarrow \infty$, так как в этом случае граница 1', 2 не догоняет фронта разлетающихся влево продуктов взрыва и решение (2.12) справедливо при любых t . Введем параметр

$$k = \frac{m_3}{m_1 + m_3} = \frac{\eta}{\eta + 1}
 \tag{3.2}$$

На фиг. 13 представлена зависимость $u^*/D = f(k)$, построенная в соответствии с (3.1) для трех случаев метания; D — скорость фронта детонационной волны. Из графиков видно, что при $m_1 = 0$ $u^* = c_0$, т. е. равна скорости разлета продуктов детонации в пустоту.

Наличие пластинки равной массы на втором конце заряда приводит к возрастанию скорости первой пластинки. Величина возрастания зависит от значения k . Максимальное возрастание имеет место при $0.4 < k < 0.8$ и составляет свыше 10%.

Наличие неподвижной преграды на втором конце заряда ВВ приводит к более значительному возрастанию скорости первой пластинки. Максимальное возрастание происходит примерно в том же интервале значений k и составляет около 25%.

Найдем значение $k = k^*$, при котором кинетическая энергия пластинок имеет максимальное значение при заданной массе m_3 или суммарной массе $m_3 + m_1$.

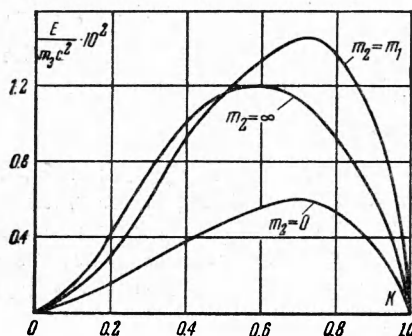
На фиг. 14 дана зависимость от k кинетической энергии пластинок E , отнесенной к m_3 , построенная в соответствии с выражениями

$$\frac{E}{m_3 c_0^2} = \frac{m_1 u^{*2}}{2m_3 c_0^2} = \frac{1-k}{k} \left(\frac{u^*}{D} \right)^2 \quad \text{при } m_2 = 0 \text{ или } m_2 = \infty$$

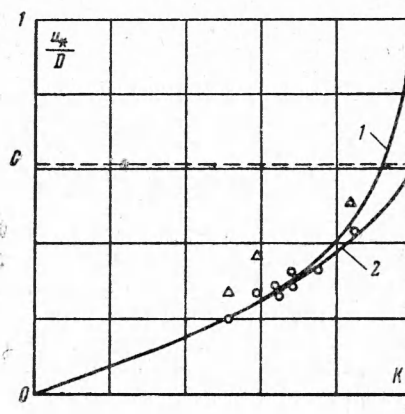
$$\frac{E}{m_3 c_0^2} = \frac{1-k}{k} \left(\frac{u^*}{D} \right)^2 \quad \text{при } m_1 = m_2 \quad (3.3)$$

Из графиков следует, что $E(k)$ имеет максимум. Соответствующее значение k^* находится или из графика, или из условия $dE/dk = 0$.

Оптимальные значения k^* в трех рассмотренных случаях несколько различны. При $m_2 = 0$ значение k^* примерно равно 0.75.



Фиг. 14



Фиг. 15

Из графиков фиг. 14 следует, что при наличии на втором конце заряда пластинки или неподвижной стенки энергия первой пластинки возрастает. При переходе от одностороннего метания к двустороннему при $m_1 = m_2$ и $k = k^*$ кинетическая энергия обеих пластинок примерно в 2.5 раза больше, чем энергия одной пластинки при одностороннем метании.

Аналогично дифференцируя выражения количества движения пластинок J , отнесенные к массе заряда ВВ

$$\frac{J}{m_3} = \frac{m_1 u^*}{m_3} = (1-k) u^* \quad \text{при } m_2 = 0 \text{ или } m_2 = \infty$$

$$\frac{J}{m_3} = 2(1-k) u^* \quad \text{при } m_1 = m_2 \quad (3.4)$$

и приравнявая производные нулю, найдем оптимальные значения k^* , при которых пластинки приобретают максимальное количество движения. При $m_2 = 0$ значение k^* примерно равно 0.6. Это значение k^* не совпадает с оптимальным значением, определяемым из энергетических соображений. Таким образом, имеются различные оптимальные значения k , соответствующие максимуму энергии и импульса.

Рассмотренные случаи относились к мгновенной детонации. Если детонационная волна подходит по нормали к пластинке, то согласно решению К. П. Станюковича [3], в наших обозначениях

$$u^* = D \left[1 + \frac{27}{16\eta} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32}{27}\eta} \right) \right] \quad (3.5)$$

где D — скорость фронта волны детонации.

На фиг. 15 представлены графики $u^*/D = f(k)$ при $m_2 = 0$. Кривая 1 соответствует уравнению (3.5), а кривая 2 уравнению (3.1). При построе-

нип принято, что $c_0 = 0.61 D$. При $k \leq 0.8$, т. е. при $m_1 \geq m_3/4$ обе скорости практически совпадают. При $k > 0.8$ в случае волны, подходящей по нормали к пластинке, достигается большая скорость. Оптимальные значения k в обоих случаях практически совпадают, так как $k < 0.8$.

Таким образом, при не слишком малой массе пластинки ее предельная скорость определяется количеством энергии, выделившейся при взрыве, и соотношением между массами заряда ВВ и пластинки и практически не зависит от места инициирования взрыва и направления подхода детонационной волны.

4. Результаты опытов. Рассмотрим результаты опытов в случае одностороннего метания ($m_2 = 0$).

Движение пластинки, соответствующее случаю подхода детонационной волны к пластинке по нормали (уравнение (3.5)), приближенно может быть осуществлено в опытах, когда длина l заряда много больше его радиуса R . Иницирование должно производиться на оси заряда, с конца противоположного метаемому телу.

Движение метаемых элементов, соответствующее схеме мгновенной детонации (уравнение (3.1)), может быть получено при $R \gg l$. При инициировании взрыва на оси детонация элементов, находящихся на разном удалении от оси, происходит неодновременно. В случае плоского заряда (фиг. 1а) это приводит к дроблению облицовки до того, как ее элементы приобретут предельную скорость. Продукты детонации прорываются между осколками и дальнейшее ускорение их прекращается.

В случае заряда выпуклой формы прорыв газов происходит еще интенсивнее, что приводит к падению давления и прекращению ускорения элементов до того, как они приобретут предельную скорость.

У заряда вогнутой формы (фиг. 1б) разрушение облицовки наступает позднее, после ее выворачивания. За это время продукты детонации успевают сообщить облицовке скорость, практически равную предельной.

Скорость осколков может не достичь предельного значения вследствие влияния боковой волны разрежения. Принимая скорость фронта детонационной волны $D = c_0/0.61$, а скорость фронта волны разрежения c_0 , и зная время t_2 по формуле (2.13), найдем расстояние R^0 от края заряда, за пределами которого действие боковой волны разрежения не оказывает влияния на скорость центральных осколков

$$\frac{R^0}{D} + \frac{R^0}{c_0} = t_2 = \frac{\eta + 4}{2c_0} l, \quad R^0 = \frac{\eta + 4}{2 \cdot 0.61} l \quad (4.1)$$

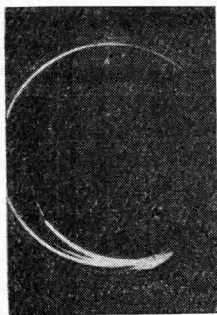
Таким образом, у зарядов с $R \gg l$ относительно большая часть осколков приобретает предельную скорость. Эти заряды энергетически будут наиболее выгодными.

Скорость осколков в опытах замерялась механическим методом: по разрывам ряда рам-мишеней, установленных на пути, и оптическими методами: скоростным кинофотографированием и фотографированием на вращающейся пленке (фоторазвертка). Оптические методы без подсветки применимы только в случае облицовок, изготовленных из легковоспламеняющихся материалов (например сплавов алюминия).

Оба оптических метода дают примерно одинаковые значения скорости, отличающиеся однако от результатов измерения механическим методом. В непосредственной близости от заряда оптические методы фиксируют скорости на 10—30% большие. Однако с удалением от места взрыва эти скорости быстро убывают и становятся меньше скоростей, определяемых по разрывам рам-мишеней. Физически это объясняется тем, что при дроблении облицовки образуются осколки разных размеров. Как показывают результаты обмера, основную массу образуют средние и крупные осколки, примерно равные по толщине облицовке до взрыва. Вблизи заряда впереди движутся ярко горящие мелкие осколки (образующиеся в основном вследствие откола), скорость которых опреде-

ляется оптическими методами. Вследствие малой массы эти осколки быстро теряют скорость и уже на участке между второй и третьей рамами-мишенями (первая устанавливается на заряде) обгоняются несветящимися средними и крупными осколками.

Образец записи движения светящихся осколков при помощи фотозавертки дан на фиг. 16. Яркий фронт, распространяющийся к центру круга, соответствует движению фронта осколков. За ним с меньшими скоростями следуют продукты детонации.



Фиг. 16

На фиг. 15 кривые 1 и 2 предельной скорости $u^*/D = f(k)$ соответствуют уравнениям (3.5) и (3.1); экспериментальные значения скорости получены при оптических (треугольники) и механических (кружки) способах измерений. Заряды снаряжались тротилом. Экспериментальные точки соответствуют средним значениям из 5—6 опытов. Отклонения результатов отдельных измерений от этих значений достигали 10—20%.

Из сравнения экспериментальных значений скорости с кривой 2 следует, что основная масса осколков приобретает скорость, удовлетворительно соответствующую теоретическим расчетам.

Опыты показывают, что предельная скорость осколков у зарядов с одинаковыми значениями k , но разными m_1 и m_3 одинакова, как это и следует из расчетов. При дальнейшем движении осколки зарядов с малыми толщинами пластинок теряют скорость вследствие сопротивления воздуха быстрее.

Скорости осколков при $R < R^\circ$ в опытах не достигали предельных значений u^* . При $R = 0.75 R^\circ$ и $R = 0.6 R^\circ$ они составляли соответственно $0.96 u^*$ и $0.42 u^*$.

Опыты с зарядами, имевшими коническую, сферическую, параболическую и другие формы выемки, показали, что скорость осколков во всех случаях одинакова, если $l \ll R$.

Показатель изэнтропы γ продуктов взрыва в расчетах принимался равным трем. В действительности при малых давлениях этот показатель имеет меньшие значения. Близость результатов эксперимента и расчета свидетельствует о том, что в основном ускорение пластинок происходит при больших давлениях, когда значения γ близки к трем.

Таким образом, наличие на поверхности заряда ВВ выемки малой глубины, ограниченной облицовкой, обуславливает создание направленного потока из ее элементов. Если у такого заряда во всех сечениях, параллельных оси симметрии, толщины слоя ВВ и облицовки соответственно равны, то скорость метаемых элементов может быть рассчитана на основе теории одномерного движения.

В постановке опытов принимали участие Л. И. Долгова, Н. К. Кузьмина и Б. З. Юдовский. Автор благодарит Г. И. Покровского, Н. И. Полякову и Л. И. Седова за обсуждение работы.

Поступила 5 VIII 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухаревский М. Я. Исследование вопроса о возможности увеличения бризантного действия взрывчатых веществ методом коммуляционной волны. Техника и снабжение Красной Армии, 1925, № 170, 177.
2. Покровский Г. И. Боевое применение направленного взрыва. Воениздат, 1944.
3. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
4. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принцип его работы. Усп. матем. наук, 1957, т. XII, вып. 4.