

*В. М. Гоголев,
В. Г. Мыркин, Г. Я. Яблокова
(Ленинград)*

РАСЧЕТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВАХ В ТВЕРДЫХ СРЕДАХ

Известно, что при взрывах ВВ в твердых породах образуется ударная волна. Вследствие высоких нагрузок эту волну можно рассматривать с гидродинамической точки зрения, т. е. состояние среды в волне можно характеризовать плотностью, давлением и температурой. Назовем ударные волны такого типа сильными ударными волнами в твердых средах. В процессе распространения сильной ударной волны ее интенсивность уменьшается, и начиная с некоторого расстояния ударная волна вырождается в обычную волну напряжений. В работе [1] были предложены обобщенная ударная адиабата и уравнение состояния среды в сильных ударных волнах. Результаты этой работы позволяют поставить задачу о распространении сильной ударной волны в твердых средах, возникающей при взрыве, в замкнутом виде. Настоящая работа посвящена изложению одного из возможных подходов к решению этой задачи.

1. ОЦЕНКА ДАВЛЕНИЯ НА КОНТАКТЕ ВВ — ТВЕРДАЯ СРЕДА

Рассмотрим вопрос об определении давления, возникающего на контакте ВВ — твердая среда в момент взрыва. Пусть поверхность АВ (рис. 1) является границей раздела ВВ — твердая среда. Исходное со-

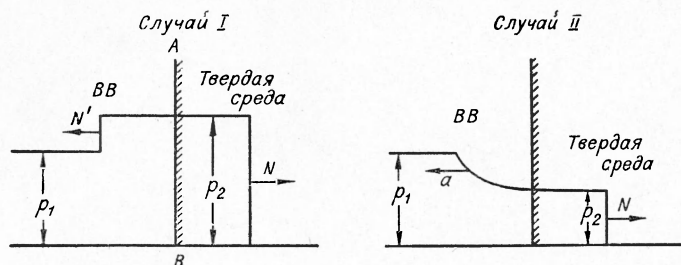


Рис. 1.

стояние ВВ характеризуется плотностью R_0 и скоростью фронта детонационной волны D , исходное состояние твердой среды характеризуется плотностью ρ_0 и скоростью звука c_0 . При детонации ВВ в нем возникает детонационная волна. В некоторый момент времени фронт детонацион-

ной волны достигает границы раздела AB . Происходит преломление и отражение детонационной волны. При этом возможны два различных случая. Если среда является достаточно жесткой по сравнению с ВВ, то от границы раздела отразится ударная волна, которая будет распространяться по продуктам детонации. В твердую среду преломится ударная волна, давление в которой будет больше давления на фронте детонационной волны. Если жесткость среды не очень высока, то в результате взаимодействия детонационной волны с границей раздела ударная волна преломится в твердую среду, а по продуктам детонации будет распространяться волна разрежения (см. рис. 1). При этом давление на фронте преломленной волны будет меньше давления на фронте детонационной волны.

Остановимся на первом случае. Параметры на фронте детонационной волны определяются по известным формулам [2]:

$$p_1 = \frac{R_0 D^2}{k+1}; \quad R_1 = \frac{k+1}{k} R_0; \quad V_1 = \frac{D}{k+1}; \quad a_1 = \frac{kD}{k+1}, \quad (1.1)$$

где p_1 — давление; V_1 — скорость частиц; a_1 — скорость звука; R_1 — плотность на фронте детонационной волны; k — показатель из энтропии продуктов детонации ВВ.

$$\frac{p}{R^k} = \text{const}. \quad (1.2)$$

Для конденсированных ВВ можно считать [2] $k \approx 3$, за исключением некоторых особых случаев, не рассматриваемых в настоящей работе.

Условия динамической совместности на фронте отраженной ударной волны, распространяющейся по продуктам детонации, могут быть представлены в виде:

$$R_1 \theta_1 = R_2 \theta_2; \quad R_2 - R_1 = -R \theta (V_2 - V_1); \quad (1.3)$$

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(k+1)p_1 + (k-1)p_2}{(k+1)p_2 + (k-1)p_1}; \quad \theta_1 = N' + V_1; \quad \theta_2 = N' + V_2,$$

где N' — скорость фронта отраженной ударной волны, индексом «1» обозначены параметры на фронте детонационной волны, индексом «2» — параметры на фронте отраженной ударной волны. В процессе отражения детонационной волны на границе раздела должны выполняться условия равенства давления и скоростей частиц продуктов детонации и частиц твердой среды. В связи с этим условия динамической совместности на фронте преломленной ударной волны принимают вид:

$$\rho_0 \cdot N = \rho_1 \cdot (N - V_2); \\ \rho_0 \cdot N \cdot V_2 = p_2, \quad (1.4)$$

где N — скорость фронта преломленной ударной волны; ρ_1 — плотность на фронте волны.

Условия (1.3) и (1.4) образуют алгебраическую систему уравнений относительно неизвестных p_2 , V_2 , R_2 , N' , ρ_1 , N , которая может быть замкнута обобщенной ударной адиабатой [1]:

$$\frac{p_2}{\rho_0 \cdot c_0^2} = \frac{1}{5,5} \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^5 - 1 \right] \quad (1.5)$$

при

$$0,1 \leq \frac{p_2}{\rho_0 c_0^2} \leq 35.$$

Исключая из (1.3) — (1.5) V_2 , R_2 , N' , ρ_1 , N , получим уравнение для определения давления на фронте преломленной волны:

$$V \sqrt{\frac{p_2}{\rho_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\left(5,5 \frac{p_2}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right)^{1/5}} \right\}} = V_1 - \frac{(p_2 - p_1) \cdot \sqrt{2k}}{\sqrt{R_0 (k+1) [(k+1)p_2 + (k-1)p_1]}}. \quad (1.6)$$

Другие параметры на фронте преломленной волны определяются из (1.3) и (1.4). Уравнение (1.6) справедливо в случае отражения от границы раздела в сторону продуктов детонации ударной волны. Предельным случаем отражения, очевидно, является случай, когда

$$p_1 = p_2. \quad (1.7)$$

Подставляя (1.7) в (1.6), получим уравнение для границы, разделяющей случаи отражения от поверхности раздела ВВ — твердая среда ударной волны и волны разрежения:

$$V_1^2 = \frac{p_1}{\rho_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\left(5,5 \frac{p_1}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right)^{1/5}} \right\}. \quad (1.8)$$

Из (1.8) следует, что характер преломления и отражения детонационной волны на границе раздела ВВ — твердая среда полностью определяется четырьмя параметрами: R_0 , D , ρ_0 , c_0 . На рис. 2 приведена

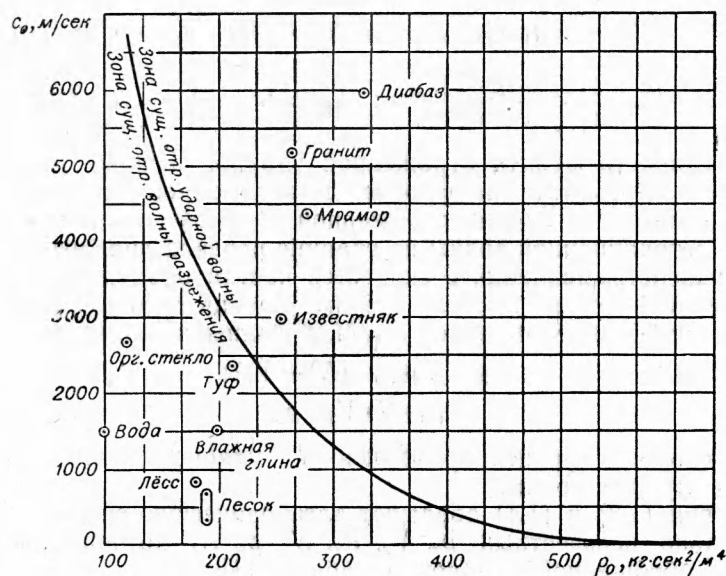


Рис. 2.

граничная кривая для тротила ($R_0 = 163 \text{ кг сек}^2/\text{м}^4$, $D = 7000 \text{ м/сек}$). Там же нанесены точки для различных материалов.

В случае отражения от поверхности раздела ВВ — твердая среда волны разрежения для расчета давления в преломленной волне необ-

ходимо условия (1.3) заменить адиабатой продуктов детонации (1.2) и связью между скоростью и давлением в волне Римана:

$$V_2 = V_1 + \int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{Ra}; \quad a^2 = \frac{dp}{dR}, \quad (1.9)$$

где индекс «2» относится к параметрам в волне Римана. Выполнив интегрирование с помощью (1.2), получим

$$V_2 = V_1 + \frac{2kD}{(k^2 - 1)} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right]. \quad (1.10)$$

Исключая V_2 , R_2 , ρ_1 , N из (1.4), (1.5) и (1.10), получим уравнение для давления в преломленной волне:

$$V_1 + \frac{2kD}{k^2 - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right] = \sqrt{\frac{p_2}{\rho_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\left[5,5 \frac{p_2}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right]^{1/5}} \right\}}. \quad (1.11)$$

Таким образом, в зависимости от положения точки (ρ_0, c_0) относительно границы (1.8) давление в преломленной волне на поверхности раздела ВВ — твердая среда определяется либо уравнением (1.6), либо (1.11).

В таблице в качестве примера приведены результаты расчета параметров на фронте преломленной ударной волны для некоторых типов твердых сред и ВВ.

Вид среды	$\rho_0, \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4}$	$c_0, \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	Тротил $R_0 = 163 \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4}; D = 7000 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$			ТГ $R_0 = 171 \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4}; D = 7700 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$			Тен $R_0 = 172 \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4}; D = 8400 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$		
			$10^{-3} \cdot p_2, \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	$\frac{p_2}{p_1}$	$V_2, \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	$10^{-3} \cdot p_2, \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	$\frac{p_2}{p_1}$	$V_2, \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	$10^{-3} \cdot p_2, \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	$\frac{p_2}{p_1}$	$V_2, \frac{\text{м}}{\text{сек}}$
Диабаз . .	330	6000	274	1,37	1180	336	1,32	1370	384	1,28	1560
Гранит . .	265	5100	240	1,20	1420	293	1,15	1650	340	1,13	1840
Мрамор . .	279	4500	238	1,19	1440	290	1,14	1670	340	1,13	1840
Известняк .	253	3000	216	1,08	1620	210	1,05	1830	—	—	—
Туф	212	2400	195	0,98	1780	248	0,98	1960	294	0,98	2150
Органическое стекло	119	2700	162	0,81	2130	203	0,80	2360	240	0,80	2560

Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом приближении параметры на фронте преломленной ударной волны определяются лишь плотностью и скоростью детонации в ВВ, плотностью и скоростью звука в среде. Анализ полученных результатов и данных таблицы позволяет отметить ряд качественных особенностей процесса преломления детонационной волны в твердые среды.

Из сопоставления результатов расчета следует, что чем выше параметры на фронте детонационной волны, тем меньше коэффициент преломления $\left(\frac{p_2}{p_1} \right)$.

Данные таблицы показывают, что влияние плотности среды на параметры преломленной волны более существенно, чем влияние скорости звука.

В заключение отметим, что в работе [3] была получена ударная адиабата для гранита, мрамора и известняка при давлении порядка $2 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$ и определены начальные параметры преломленной ударной волны для указанных твердых пород. Эти результаты согласуются с расчетами таблицы.

2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ СФЕРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА

Рассмотрим одну из возможных постановок задачи о расчете ударной волны в ближней зоне взрыва. Пусть в безграничном твердом теле происходит взрыв сферического заряда ВВ. В твердом теле в результате преломления детонационной волны и последующего взаимодействия с ним продуктов взрыва формируется сферическая ударная волна. На ранней стадии развития она может рассматриваться с гидродинамической точки зрения. В этом случае движение частиц среды описывается системой уравнений, которая в переменных Лагранжа может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= - \frac{r^2}{\rho_0 s^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial s}; \\ \frac{\partial r}{\partial t} &= \frac{s^2}{r^2} \cdot \frac{\rho_0}{\rho}; \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u; \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{p - p_x(\rho)}{\rho^{\gamma+1}} \right] &= \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где p — давление; u — скорость; ρ — плотность частиц в ударной волне; p_x — давление «холодного сжатия»; r — расстояние от центра симметрии до данной точки (Эйлерова координата частицы), s — координата Лагранжа. В качестве координаты Лагранжа примем величину r в момент, когда через рассматриваемую частицу проходит фронт ударной волны. Последнее уравнение в системе (2.1) является условием сохранения энтропии в частицах за фронтом ударной волны, записанным в форме, которая была получена в [1].

Для того, чтобы замкнуть задачу, в (2.1) следует присоединить начальные условия, граничные условия на фронте ударной волны и на поверхности стационарного разрыва, разделяющего продукты детонации и частицы среды.

Будем предполагать, что в начальный момент времени среда находилась в покое. Граничные условия на фронте ударной волны возьмем в виде (1.4) — (1.5).

Несколько сложнее обстоит дело с граничными условиями на стационарной поверхности разрыва. В строгой постановке необходимо рассматривать волновые процессы, происходящие в продуктах детонации. В задачах такого рода предполагают [4], что процессы в полости, заполненной продуктами взрыва, быстро приходят в равновесие. Поэтому волновыми процессами в полости пренебрегают и рассматривают процесс расширения продуктов взрыва как квазистационарный адиабатический процесс. Связь между давлением и плотностью принимают в виде (1.2). Условия на границе полости можно записать так:

$$\begin{aligned} s &= r_0; \\ \frac{dr_*}{dt} &= u|_{s=r_0}; \quad p|_{s=r_0} = p_n \cdot \left(\frac{r_0}{r_*} \right)^{3k}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где r_0 — радиус заряда ВВ; $r_*(t)$ — текущий радиус полости, заполненной продуктами детонации ВВ. Таким образом, задача поставлена.

Численное решение задачи выполним методом характеристик. Введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{r}{r_0}; & \eta &= \frac{1}{3} \left(\frac{s}{r_0} \right)^3; \\ \tau &= \frac{c_0 t}{r_0}; & U &= \frac{u}{c_0}; \\ P &= \frac{p}{\rho_0 c_0^2}, & R &= \frac{\rho}{\rho_0}.\end{aligned}\quad (2.3)$$

В этих переменных уравнение характеристик и условия на них для системы (2.1) можно записать в виде:

1-е семейство характеристик —

$$\begin{aligned}d\eta &= \alpha d\tau; \\ dU &= -\beta dR - \Gamma d\tau; \\ d\xi &= \left[U + \frac{\alpha}{\xi^2 R} \right] \cdot d\tau.\end{aligned}\quad (2.4)$$

2-е семейство характеристик —

$$\begin{aligned}d\eta &= -\alpha d\tau; \\ dU &= \beta dR - \delta d\tau; \\ d\xi &= \left[U - \frac{\alpha}{\xi^2 R} \right] d\tau,\end{aligned}\quad (2.5)$$

где

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{\alpha}{R^2 \xi^2}; & \Gamma &= \xi^2 R^{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} + \frac{2\alpha}{\xi^3} \cdot \frac{U}{R}, \\ \delta &= \xi^2 R^{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} - \frac{2\alpha}{\xi^3} \cdot \frac{U}{R}; \\ \alpha &= \xi^2 \cdot R \left[(\gamma_1 + 1) \vartheta \cdot R^{\gamma_1} + \vartheta^{\gamma_1 + 1} \cdot \ln R \cdot \frac{d\gamma_1}{dR} + \frac{dP_x}{dR} \right]^{1/2}.\end{aligned}$$

Задача о решении системы уравнений (2.1) при граничных условиях (1.4), (1.5) и (2.2) может быть заменена эквивалентной задачей интегрирования уравнений характеристик и условий на них (2.4)—(2.5) при тех же граничных условиях. Решение необходимо построить в области между фронтом ударной волны и границей полости, заполненной продуктами взрыва. Построение решения систем (2.4)—(2.5) для граничных условий (1.4), (1.5) и (2.2) может быть произведено обычным путем с помощью метода конечных разностей. Однако следует отметить, что эта схема счета применима лишь к той стадии развития взрыва, когда преломленная волна уже охватила некоторую область среды. Поэтому необходимо знать распределение параметров в момент времени, близкий к начальному. Можно предположить, что этот момент времени выбран настолько близким к начальному, что распределение параметров между полостью и фронтом преломленной ударной волны можно считать равномерным. Это предположение позволяет преодолеть отмеченную трудность.

С помощью изложенной схемы был произведен расчет ближней зоны взрыва тротилового заряда сферической формы в мраморе. В каче-

стве исходных данных для расчета были использованы данные таблицы. Вычисления начинались с момента времени, при котором фронт ударной волны имел относительный радиус $\xi = 1,06$. При проведении расчетов предполагалось, что гидродинамические уравнения применимы в данном случае до давлений порядка $10 \div 30$ тыс. атм. После достижения этих давлений в волне расчет прекращался. На рис. 3 приведены эпюры изменения давления во времени в двух точках: $\xi = 1,59$ и $\xi = 2,06$. Из рис. 3 следует, что в ближней зоне давление в ударной волне убывает во времени по закону, близкому к экспоненциальному. Известно [4], что при подводных взрывах имеет место аналогичный закон.

На рис. 4 представлен график изменения давления на фронте ударной волны с расстоянием. Приближенно он может быть представлен в виде двух ломаных прямых в логарифмическом масштабе. Вначале

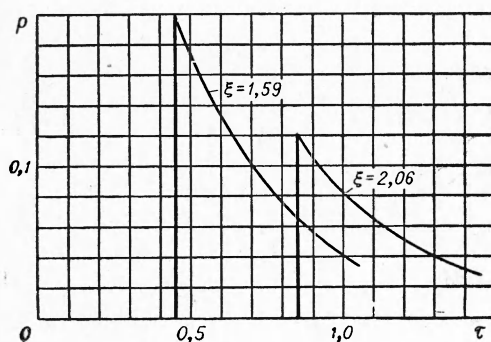


Рис. 3.

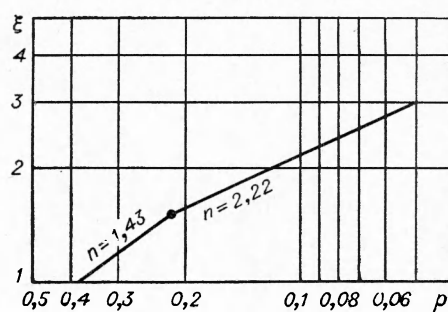


Рис. 4.

давление на фронте ударной волны затухает с расстоянием по степенному закону с показателем $n \approx 1,43$, а затем — с $n \approx 2,22$. Анализ процесса расчета показывает, что низкая степень затухания вначале связана с предположением о равномерности распределения параметров ударной волны при $\xi = 1,06$. Окрестность излома кривой рис. 4 соответствует моменту, когда характеристика первого семейства, вышедшая от границы полости в момент, соответствующий $\xi = 1,06$, догоняет фронт ударной волны. Начиная с этого момента на фронт ударной волны ослабляющее влияние оказывает разгрузка, идущая от полости. Это вызывает повышение показателя затухания. Заметим, что затухание ударной волны в этом случае близко к затуханию ударной волны в воде [5] ($n \approx 2,3$) в ближней зоне взрыва. В настоящее время отсутствуют опытные данные по давлению в ударной волне в ближней зоне взрыва в твердых породах. В работе [6] приведены опытные данные по максимальным нормальным напряжениям σ_r в мраморе для $\xi \geq 10$. Обработка этих результатов дает зависимость вида

$$\frac{\sigma_r}{p_0 c_0^2} = \frac{0,527}{\xi^2}.$$

Если произвести экстраполяцию этих данных и сопоставить их с данными рис. 4, то можно убедиться в том, что они удовлетворительно согласуются между собой.

На рис. 5 приведен закон изменения радиуса полости во времени в начальной стадии развития взрыва, когда применимы гидродинамические уравнения (т. е. до давлений в полости ~ 10 тыс. атм.). В этой стадии полость еще не достигает максимальных размеров.

Таким образом, приведенные в работе результаты расчетов и их сопоставление с известными фактами для средней зоны подземного взрыва и для ближней зоны подводного взрыва показывают приемлемость основ изложенной выше постановки задачи о расчете гидродинамической стадии развития взрыва в твердых средах.

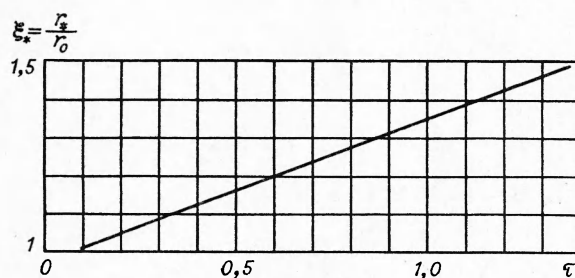


Рис. 5.

За гидродинамической стадией развития ударной волны и полости следует стадия, в которой необходим учет сопротивления среды не только всестороннему сжатию, но и сдвигу. Однако постановка задачи о расчете этой стадии в настоящее время содержит в себе большие трудности физического характера.

Поступила в редакцию
2/XI 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Гоголев, В. Г. Мыркин, Г. И. Яблокова. ПМТФ, 1963, 5.
2. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. Н. Шехтер. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
3. Ф. А. Баум, М. А. Бержец. Взрывное дело. Госгортехиздат, 1962, 49/6.
4. Р. Коул. Подводные взрывы. ИЛ, 1950.
5. В. Н. Костюченко. ПМТФ, 1961, 2.
6. И. Ф. Ванягин, В. М. Гоголев, В. Г. Мыркин, А. Н. Ханукаев. О распространении волн напряжений при взрыве в твердых породах.— Зап. Ленингр. горного ин-та, 1961, XLIV, 1.