

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ВОЛНОВОМ ДВИЖЕНИИ ПРИ ВЗРЫВЕ УДЛИНЕННОГО ЗАРЯДА

М. М. Павлов

В практике взрывного дела большое распространение получили: удлиненные заряды — при возведении гидротехнических сооружений, скважинные заряды — при открытой разработке полезных ископаемых и шпуровые — при подземных проходках. Исследование механизма разрушения горных пород взрывом включает в себя в качестве составной части изучение волнового поля в среде вокруг зарядов.

Величины скорости детонации промышленных ВВ и скорости звука в горных породах лежат в ограниченном интервале и по величине сравнимы между собой. Поэтому для удовлетворительного описания натуральных взрывов математическая модель движения горных пород при взрыве удлиненных зарядов должна отражать двумерность движения среды.

Рассмотренная в [1] задача, соответствующая случаю мгновенной детонации цилиндрического заряда, не отражает закономерностей при взрыве реальных зарядов.

В работе [2] исследована математическая модель, качественно описывающая распределение напряжений вокруг шпурового заряда, представленного в виде совокупности конечного числа элементарных зарядов, каждый из которых излучал волну напряжения в виде короткой единичной волны. В работе [3] предложен метод расчета на ЭВМ волн напряжения, в котором цилиндрический заряд заменен цепочкой сферических зарядов некоторого эффективного радиуса, инициируемых последовательно. При этом эпюры волны напряжения от сферического заряда представляли собой математическую аппроксимацию экспериментальных эпюр.

Одним из действенных методов получения информации о движении среды при взрыве удлиненных зарядов является метод экспериментального исследования на моделях. Радиальное движение горных пород вблизи заряда исследовалось в работе [4]. Результаты измерения вектора массовой скорости изложены в работах [5, 6], где показано, что движение среды при взрыве цилиндрического заряда двумерно и пространственно-временная картина зависит от соотношения скорости звука в породе и скорости детонации ВВ.

В данной работе предпринята попытка выделить из сложной картины волнового движения при взрыве удлиненного заряда те общие для различных сред и ВВ закономерности, которые связаны с геометрическими характеристиками взрыва и определяются двумерностью движения.

1. Рассмотрим поле массовых скоростей вокруг бесконечно тонкого прямолинейного заряда в упругой среде. Для этого воспользуемся решением задачи [1] о мгновенно приложенном давлении  $p=p_0$  в сферической полости радиуса  $r_0$ , расположенной в безграничном упругом пространстве.

Пусть в цилиндрической системе координат  $(R, \theta, Z)$  центр сферической полости расположен на оси  $OZ$  в точке  $Z_i \geq 0$ . Тогда движение среды обладает центральной симметрией и модуль массовой скорости на расстоянии  $r_i$  от центра сферы при  $r_i \gg r_0$  равен:

$$v_i = p_0 / \rho c \cdot (r_0 / r_i) \cdot g(x_i), \quad (1)$$

где

$$g(x_i) = e^{-\alpha x_i} (\cos \beta x_i - \gamma \sin \beta x_i);$$

$$x_i = c/r_0 \cdot [t - t_i - (r_i - r_0)/c];$$

$t_i$  — момент приложения давления на стенку полости;

$c$  — скорость продольных волн;  $\alpha = (1 - 2\nu)/(1 - \nu)$ ;

$\beta = \sqrt{1 - 2\nu}/(1 - \nu)$ ;  $\gamma = \sqrt{1 - 2\nu}$ ;

$\nu$  — коэффициент Пуассона.

Безразмерные проекции массовой скорости на оси  $OR$  и  $OZ$  равны соответственно (рис. 1):

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_{Ri} &= \frac{v \cos \varphi_i}{\left(\frac{\rho_0 r_0}{\rho c R}\right)} = \frac{R^2}{r_i^2} g(x_i), \\ \bar{v}_{Zi} &= \frac{v \sin \varphi_i}{\left(\frac{\rho_0 r_0}{\rho c R}\right)} = \frac{R(Z - Z_i)}{r_i^2} g(x_i). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Зафиксируем значение  $Z_1$  и рассмотрим цепочку из  $N+1$  сфер радиуса  $r_0$ , расположенных вплотную друг к другу на оси  $OZ$  так, что центр нулевой сферы лежит в начале координат, центр  $i$ -й — в точке  $Z_i = 2ir_0$  и  $Z_1 = 2Nr_0$  (рис. 1). Положим  $t_i = 2ir_0/D$ , что соответствует последовательному инициированию давления в полостях, начиная с нулевой, со скоростью  $D$ .

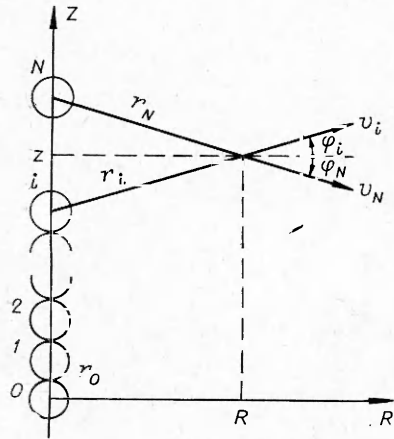


Рис. 1. К расчету суперпозиции возмущений в цилиндрической системе координат  $(R, \theta, Z)$ .

Сделаем два допущения: 1) возмущение в упругом пространстве от единичной сферы не искажается близлежащими полостями и имеет вид (1); 2) массовая скорость в точке  $(R, \theta, Z)$  упругого пространства есть векторная сумма скоростей от некоторого числа единичных сфер. Очевидно, что движение среды будет обладать осевой симметрией.

Рассмотрим случай  $n = c/D > 1$ . Пусть в момент  $t = t_N$  в рассматриваемую точку  $(R, Z)$  пространства приходит фронт возмущения от  $N$ -й сферы. Тогда суммарная скорость  $\bar{v}_{R\Sigma}$  есть суперпозиция возмущений от всех  $N+1$  сфер.

$$\bar{v}_{R\Sigma} = \sum_{i=0}^N \bar{v}_{Ri} = \sum_{i=0}^N \frac{R^2 g(x_i)}{R^2 + (Z - Z_i)^2}. \quad (3)$$

Заменим индекс суммирования с тем, чтобы первым слагаемым в выражении (3) являлось возмущение от  $N$ -й сферы. Положим  $p = N - i$ . Тогда

$$\bar{v}_{R\Sigma} = \sum_{p=0}^N \frac{R^2 g(x_p)}{R^2 + (Z - Z_p)^2},$$

где

$$x_p = 2np + \frac{1}{r_0} \left[ \sqrt{R^2 + (Z - Z_1)^2} - \sqrt{R^2 + (Z - Z_1 + 2r_0 p)^2} \right].$$

Устремим  $r_0 \rightarrow 0$  так, чтобы  $Z_1 = 2Nr_0 = \text{const}$ . Эта процедура соответствует тому, что на отрезке  $(O, Z_1)$  будет уместиться большое число сфер ( $N \rightarrow \infty$ ). Представим выражение для  $x_p$  в виде ряда

$$x_p = 2 \left[ n - \frac{Z - Z_1}{\sqrt{R^2 + (Z - Z_1)^2}} \right] p + \frac{R^3}{[R^2 + (Z - Z_1)^2]^{3/2}} \left( \frac{r_0}{R} \right) (2p)^2 + \dots$$

Тогда

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} x_p = 2 \left[ n - \frac{\xi_1}{\sqrt{1 + \xi_1^2}} \right] p = 2\theta_1 p, \quad \xi_1 = \frac{Z - Z_1}{R}.$$

Можно показать, что

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} \bar{v}_{R\Sigma} = \frac{1}{1 + \xi_1^2} \sum_{p=0}^{\infty} g(x_p) = \bar{v}_R.$$

Бесконечный ряд в последнем выражении сходится при  $\theta_1 \neq 0$  и его сумма

$$\begin{aligned} \sum_{p=0}^{\infty} g(x_p) &= \\ &= \frac{1 - e^{-2\alpha\theta_1} (\cos 2\beta\theta_1 + \gamma \sin 2\beta\theta_1)}{1 - 2e^{-2\alpha\theta_1} \cos 2\beta\theta_1 + e^{-4\alpha\theta_1}} = F(\theta_1). \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\bar{v}_R = \frac{1}{1 + \xi_1^2} F(\theta_1), \quad \bar{v}_Z = \frac{\xi_1}{1 + \xi_1^2} F(\theta_1). \quad (4)$$

Уменьшая радиус сферы  $r_0$ , будем одновременно увеличивать давление в полости. Ниже покажем, что в случае произвольного значения  $n$  область возмущения в среде можно разделить на «коническую» и «сферическую» (рис. 2). При  $n > 1$  величина  $\theta_1$  отлична от нуля во всей возмущенной области, а при  $n < 1$  стремится к нулю только в узких участках вблизи фронта возмущения. Для расчета амплитуды вблизи фронта следует провести дополнительное исследование. Зависимость от времени эпюр массовой скорости описывается формулами (4). В соответствии с видом этих формул можно считать, что в фиксированную точку пространства в заданный момент времени приходит возмущение типа  $\delta$ -функции от точки  $(O, Z_1)$  на оси  $OZ$ . Его амплитуда зависит от значения упругих констант и от энергии источника, приходящейся на единицу длины цепочки. Рассмотрим

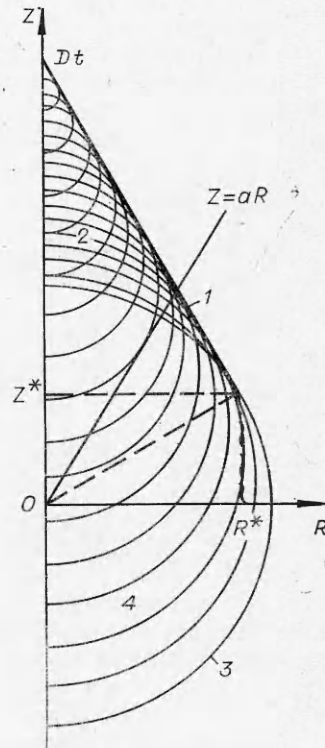


Рис. 2. Область пространства, охваченная возмущением при  $n < 1$ .

1 — фронт конической волны; 2 — «коническая» область; 3 — фронт «сферической» волны; 4 — «сферическая» область.

ренную математическую схему назовем схемой детонации тонкой нити.

Функция  $F(\theta_1)$  ограничена и слабо зависит от  $\zeta_1$ . Поэтому при рассмотрении кинематических характеристик движения положим  $F(\theta_1) \equiv 1$ . При этом формулы (4) существенно упростятся

$$\bar{v}_R = \frac{1}{1 + \zeta_1^2}, \quad \bar{v}_Z = \frac{\zeta_1}{1 + \zeta_1^2}. \quad (5)$$

Формулы (5) описывают волновое поле, создаваемое «элементарными источниками» возмущений, расположенными на оси  $OZ$  и инициируемыми со скоростью  $D$  вдоль положительного направления оси. Каждый элементарный источник излучает в среду такую волну возмущения, что массовая скорость  $v$  отлична от нуля только на ее фронте  $r = ct$

$$v = p_0 / \rho c (r_0 / r).$$

Коническая область отличается от сферической тем, что в любую ее точку в каждый момент времени приходят возмущения от двух элементарных источников. При  $n \rightarrow 1-0$  коническая область стягивается в точку и при  $n > 1$  существует только сферическая область. Волновое поле, создаваемое элементарными источниками в конической области, описывается формулами

$$\bar{v}_R = \frac{1}{1 + \zeta_1^2} + \frac{1}{1 + \zeta_2^2}, \quad \bar{v}_Z = \frac{\zeta_1}{1 + \zeta_1^2} + \frac{\zeta_2}{1 + \zeta_2^2}. \quad (6)$$

В случае схемы детонации тонкой нити волновое поле в конической области описывается формулами

$$\bar{v}_R = \frac{F(\theta_1)}{1 + \zeta_1^2} + \frac{F(\theta_2)}{1 + \zeta_2^2}, \quad \bar{v}_Z = \frac{\zeta_1 F(\theta_1)}{1 + \zeta_1^2} + \frac{\zeta_2 F(\theta_2)}{1 + \zeta_2^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\theta_2 = n + \frac{\zeta_2}{\sqrt{1 + \zeta_2^2}}$  и, как будет показано ниже,

$$\zeta_1 = (Z - Z_1) / R = \operatorname{tg} \varphi_1 = 1 / (1 - n^2) (n \xi - \sqrt{\xi^2 + n^2 - 1}), \quad (8)$$

$$\zeta_2 = (Z - Z_2) / R = \operatorname{tg} \varphi_2 = 1 / (1 - n^2) (n \xi + \sqrt{\xi^2 + n^2 - 1}). \quad (9)$$

Здесь  $\xi = (ct - nZ) / R = (\tau - n) / \hat{R}$  — безразмерное расстояние,  $\tau = ct / Z$  — безразмерное время,  $\hat{R} = R / Z$ . Величина  $\zeta_i$  определяет положение «элементарного источника» нулевого радиуса, фронт возмущения которого в момент  $t$  достигает рассматриваемой точки.

2. Рассмотрим поле скоростей, создаваемое элементарными источниками возмущения, и покажем, что пространственно-временные закономерности в нем характерны для волнового поля вокруг рассмотренного выше бесконечно тонкого прямолинейного заряда в упругой среде. Покажем также, что в некотором диапазоне изменения  $n$  значения временных характеристик этих полей близки.

Предположим, что множество элементарных источников непрерывно заполняют ось  $OZ$  при  $Z \geq 0$ . Пусть в момент  $t = 0$  они начинают последовательно инициироваться таким образом, что источник, находящийся в точке  $Z_i$ , излучает волну в момент  $t_i = Z_i / D$ , где  $D$  — скорость инициирования. К моменту времени  $t$  возмущением будет охвачена область пространства, ограниченная поверхностью, содержащей в

себе семейство сфер:

$$R^2 + (Z - Z_i)^2 = r$$

или

$$R^2 + (Z - Z_i)^2 = c^2 \left( t - \frac{Z_i}{D} \right)^2, \quad (10)$$

где  $Z_i$  — параметр семейства;  $0 \leq Z_i \leq Dt$ . Решая уравнение (10) относительно  $Z_i$  для фиксированной точки пространства  $(R, Z)$ , получаем

$$Z_i = \frac{1}{1-n^2} [Z - nct \pm \sqrt{(Z - nct)^2 - (1-n^2)(R^2 + Z^2 - c^2t^2)}]. \quad (11)$$

Выражение (11) определяет положение элементарного источника, возмущение от которого достигает точки  $(R, Z)$  к заданному моменту  $t$ .

Область пространства, охваченная возмущением, обладает осевой симметрией и имеет различную форму в зависимости от отношения  $n=c/D$  (см. рис. 2). Уравнение огибающей семейства (10) имеет вид

$$Z = (-\sqrt{1-n^2}/n)R + Dt.$$

При  $n < 1$  в каждую точку области, заключенной между конической поверхностью  $Z = \sqrt{1-n^2}/n R$  и сферой радиуса  $r = ct$ , приходят возмущения одновременно от двух источников:  $Z_1$  и  $Z_2$ . Назовем эту область «конической». Внутри сферы  $R^2 + Z^2 = c^2t^2$ , которую назовем «сферической» областью движения, параметр  $Z_1$  определяется из выражения (11), если перед корнем выбрать знак плюс. Координаты точек касания конической и сферической областей дают формулы

$$R^* = \sqrt{1-n^2}ct, \quad Z^* = nct.$$

В коническую область попадают точки среды, лежащие на конических поверхностях  $Z = aR$ , где  $a > n/\sqrt{1-n^2}$  (см. рис. 2).

Компоненты массовой скорости в областях возмущения определяются формулами (5) и (6) и представляют собой функции  $\xi$  и упругих констант. Подставляя в выражение  $\xi_i = (Z - Z_i)/R$  значение  $Z_i$  из (11), получаем формулы (8) и (9) для  $\xi_i$ . Условие нахождения точки  $(R, Z)$  в сферической области есть  $R^2 + Z^2 \leq c^2t^2$ , что эквивалентно условию

$$\xi \geq \frac{\sqrt{1 + \hat{R}^2} - n}{\hat{R}}. \quad (12)$$

Момент прихода первого возмущения в точку  $(R, Z)$  при  $n < 1$  определяется из условия  $Z_1 = Z_2$ . Ему соответствует величина  $\xi = \xi_\phi = \sqrt{1-n^2}$ . Принадлежность точки к конической области определяется условием

$$\left. \begin{aligned} \hat{R} &\leq \frac{R^*}{Z^*} = \frac{\sqrt{1-n^2}}{n}, \\ \sqrt{1-n^2} &\leq \xi < \frac{\sqrt{1 + \hat{R}^2} - n}{\hat{R}}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

При  $n=1$  формулы (5), (6), (8) и (9) упрощаются и выражения для  $\bar{v}_R$ ,  $\bar{v}_Z$  и  $\zeta$  могут быть получены предельным переходом при  $n \rightarrow 1$ .

Таким образом, формулы (5), (6), (8) и (9) совместно с (12) и (13) полностью определяют волновое поле.

3. Исследование волнового поля внутри и на границе областей приводит к следующим результатам.

Значения радиальной  $\bar{v}_R$  и продольной  $\bar{v}_Z$  компонент массовой скорости на границе сферической области равны:

$$\bar{v}_{R\phi} = \bar{v}_R(\xi_\phi) = \frac{\hat{R}^2}{1 + \hat{R}^2} = \frac{R^2}{R^2 + Z^2},$$

$$\bar{v}_{Z\phi} = \bar{v}_Z(\xi_\phi) = \frac{\hat{R}}{1 + \hat{R}^2} = \frac{RZ}{R^2 + Z^2}.$$

Функция  $\bar{v}_R(\xi) > 0$  при всех  $\xi$ .  $\bar{v}_Z(\xi) = 0$  при  $\xi = \xi_0 = 1$ .  $\bar{v}_Z(\xi) > 0$  при  $\xi_\phi \leq \xi < \xi_0$ .  $\bar{v}_Z(\xi) < 0$  при  $\xi > \xi_0$ . Исследовав функции на экстремум, получим:

$$\bar{v}_{R \max}(\xi) = 1 \quad \text{при} \quad \xi_0 = 1;$$

$$\bar{v}_{Z \max}(\xi) = 1/2 \quad \text{при} \quad \xi_1 = \sqrt{2-n};$$

$$\bar{v}_{Z \min}(\xi) = -1/2 \quad \text{при} \quad \xi_2 = \sqrt{2+n}.$$

В конической области

$$\bar{v}_R(\xi) > 0,$$

$$\bar{v}_{R \max}(\xi) = (1+n^2)^2/4n^2 \quad \text{при} \quad \xi_3 = n\sqrt{(3-n^2)/(1+n^2)}.$$

Максимум радиальной компоненты массовой скорости достигается на фронте волны, когда  $n \leq 1/\sqrt{3}$

$$\bar{v}_Z(\xi) = 0 \quad \text{при} \quad \xi = \xi_4 = \sqrt{2-n^2};$$

$$\bar{v}_Z(\xi) = \bar{v}_{Z \max} \quad \text{при} \quad \xi = \xi_5 = \sqrt{3 - \sqrt{9 - n^2(2 - n^2)}};$$

$$\bar{v}_Z(\xi) = \bar{v}_{Z \min} \quad \text{при} \quad \xi = \xi_6 = \sqrt{3 + \sqrt{9 - n^2(2 - n^2)}}.$$

Максимальное значение продольной компоненты достигается на фронте, когда  $n \leq \sqrt{5/6}$ .

Временные характеристики эпюр удобно рассматривать в координатах  $\tau, \hat{R}$ . Сферическому фронту  $Z^2 + R^2 = c^2 t^2$  в этих координатах соответствует гипербола  $\tau = \sqrt{1 + \hat{R}^2}$ , а значению  $\xi = \text{const}$  — прямая линия  $\tau = \xi \hat{R} + n$ , т. е.  $\bar{v}_R(\tau)$  и  $\bar{v}_Z(\tau)$  достигают экстремальных величин на прямых, проходящих через точку  $\tau = n, \hat{R} = 0$ . На рис. 3 изображены эпюры массовых скоростей  $\bar{v}_R(\tau)$  и  $\bar{v}_Z(\tau)$  в случае  $n=1$  при  $\hat{R}=0,1; 0,444; 1,0$ .

Используя формулы (5), (6) и подстановку  $\xi = (ct - nZ)/R$ , можно построить эпюры  $\bar{v}_R(t)$  и  $\bar{v}_Z(t)$  в любой точке пространства. Фиксируя момент времени  $t$ , строим распределение нулей и экстремальных величин скорости в пространстве. Значению  $\xi = \text{const}$  соответствует коническая поверхность с вершиной в точке фронта иницирования  $(O, Dt)$ . Ее уравнение  $Z = ct/n - \xi R/n = Dt - \xi R/n$ .

На рис. 3 изображены фронт волны, поверхности максимальных скоростей и нуль функции  $\bar{v}_Z$ . Из рис. 3 и 4 видно, что временные характеристики эпюр и распределение экстремальных величин скорости

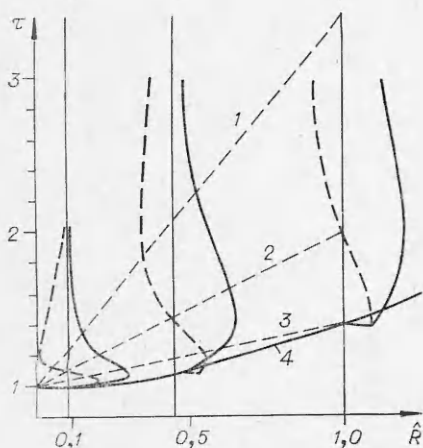


Рис. 3. Вид эпор  $\bar{v}_R(\tau)$  и  $\bar{v}_Z(\tau)$  в случае  $n=1$ .  
 1 — линия минимума  $\bar{v}_Z$ -компоненты; 2 — линия максимальных значений  $\bar{v}_R$  и нуля  $\bar{v}_Z$ ;  
 3 — линия максимальных значений  $\bar{v}_Z$ ; 4 — фронт волны.

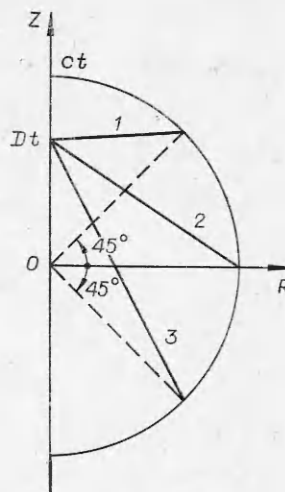


Рис. 4. Распределение экстремальных значений  $\bar{v}_R$  и  $\bar{v}_Z$  в пространстве при  $n > 1$ .  
 Поверхности: 1 —  $\bar{v}_Z \max$ ,  
 2 —  $\bar{v}_R \max$  и  $\bar{v}_Z = 0$ ,  
 3 —  $\bar{v}_Z \min$ .

в пространстве зависят от  $n$  и от расположения рассматриваемой точки пространства по отношению к начальной точке инициирования источников возмущения.

Отметим некоторые закономерности во временных характеристиках движения. В сферической области время нарастания  $\bar{v}_R$  до максимума равно времени положительной фазы эпоры  $\bar{v}_Z$ . Безразмерное время нарастания  $\tau_{n0}$  в этом случае определится формулой

$$\tau_{n0} = \tau_0 - \tau_\phi = \xi_0 \hat{R} + n - (\xi_\phi \hat{R} + n) = \hat{R} + n - \sqrt{1 + \hat{R}^2},$$

откуда время нарастания

$$t_{n0} = Z\tau_{n0}/c = R/c + Z/D - \sqrt{R^2 + Z^2}/c.$$

При  $R=0$   $t_{n0} = Z/D - Z/c$ ,  $t_{n0} \rightarrow Z/D$ ; при  $Z = \text{const}$   $R \rightarrow \infty$ . Время нарастания  $\bar{v}_Z$ -компоненты до максимума

$$\tau_{n1} = \tau_1 - \tau_\phi = (\sqrt{2} - n)\hat{R} + n - \sqrt{1 + \hat{R}^2},$$

$$t_{n1} = (R\sqrt{2} - \sqrt{R^2 + Z^2})/c + (Z - R)/D.$$

В случае  $n > 1$   $t_{n1}$  изменяется от  $t_{n1} = Z/D - Z/c$  при  $R=0$  до нуля, когда  $R=Z$ , при этом в зависимости от величины  $n$  она может иметь максимум или же быть убывающей функцией расстояния. При  $R \geq Z$  максимум  $\bar{v}_Z(t)$  находится на фронте волны. Время достижения отрицательного минимума  $\bar{v}_Z$

$$t_{n2} = (R\sqrt{2} - \sqrt{R^2 + Z^2})/c + (Z + R)/D.$$

Оно неограниченно растет с увеличением  $R$ , что приводит к растягиванию отрицательной фазы на больших расстояниях.



В конической области при  $n < 1$  время положительной фазы  $\bar{v}_z(t)$  растет при увеличении  $\hat{R}$  по линейному закону:

$$\tau_{н4} = \tau_4 - \tau_\phi = (\sqrt{2-n^2} - \sqrt{1-n^2})\hat{R}, \quad 0 < \hat{R} < \hat{R}_1.$$

В интервале  $\hat{R}_1 < \hat{R} < \hat{R}_2$  оно убывает и, начиная с  $\hat{R} = \hat{R}_2$ , увеличивается в соответствии с формулами для сферической области. Значения  $\hat{R}_1$  и  $\hat{R}_2$  определяются из условия пересечения границы областей с прямыми линиями, соответствующими нулю  $\bar{v}_z$ -компоненты:

$$\hat{R}_1 = \frac{1-n\sqrt{2-n^2}}{1-n^2}, \quad \hat{R}_2 = \frac{1-n^2}{2n}.$$

4. Выражения (4) и (7) отличаются от (5) и (6) тем, что в последних соответствующие члены умножены на функции  $F_1(\xi) = F[\theta_1(\xi)]$  и  $F_2(\xi) = F[\theta_2(\xi)]$ .  $F_1$  и  $F_2$  симметричны относительно точки их пересечения с осью ординат, ограничены, монотонны и имеют горизонтальные асимптоты (рис. 5). На графике  $\xi_\phi$  — значение  $\xi$ , соответствующее приходу фронта возмущений,  $\xi_0$  — приход возмущения от начала координат. Стрелками указаны изменения  $F_1$  и  $F_2$  при  $i > i_\phi$  в некоторой точке  $(R, Z)$ .

Аналитическое исследование (6) и (7) на экстремум приводит к громоздким выражениям. Поэтому, не проводя детального анализа, укажем на характер изменения эюр массовой скорости при замене формул (10) и (11) формулами (4), (7), соответствующими схеме детонации тонкой нити. Ограничимся случаем  $n \geq 1$ , как наиболее важным для практики взрывного дела. Численный расчет функций (6), (7) показывает, что значения  $\bar{v}_{R \max}$  и  $\bar{v}_{z \max}$  зависят от  $n$  и от значения упругих констант. Временные характеристики эюр массовой скорости мало отличаются от рассчитанных по схеме элементарных источников возмущений (рис. 6, 7). Они определяются в основном величиной  $n$  и расположением рассматриваемой точки пространства относительно начала координат и слабо зависят от значения упругих констант. Поэтому схему элементарных источников возмущения можно рассматривать как достаточно хорошее приближение к схеме детонации тонкой нити, имея в виду пространственно-временные закономерности в волновом движении.

Обе приведенные выше схемы применимы для анализа волнового движения вокруг кусочно-прямолинейных зарядов при инициировании их в одной или нескольких точках. Расчеты принципиально не усложняются при исследовании волнового поля в случае криволинейных тонких зарядов и могут быть проведены на ЭВМ с использованием простой программы.

С целью изучения волнового поля вокруг скважинного заряда проведена серия модельных взрывов цилиндрических зарядов в мраморе. В эксперименте измерялись радиальная  $\bar{v}_R$  и продольная  $\bar{v}_z$  компоненты

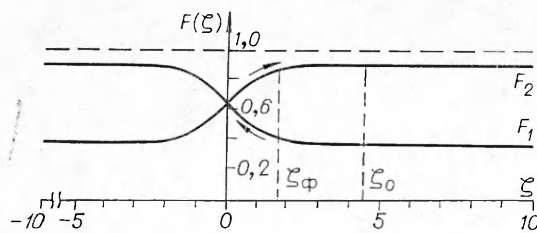


Рис. 5. Вид функций  $F_1$  и  $F_2$  при  $n=0,5$ ,  $\nu=0,2$ .

массовой скорости по методике, изложенной в [5]. Мраморные блоки склеивались эпоксидной смолой из образцов размерами  $150 \times 150 \times 45$  мм<sup>3</sup>. Датчики располагались на различных расстояниях от свободной поверхности блока в диапазоне относительных расстояний  $1 \leq \bar{R} \leq 10$ , где  $\bar{R} = R/R_0$ ,



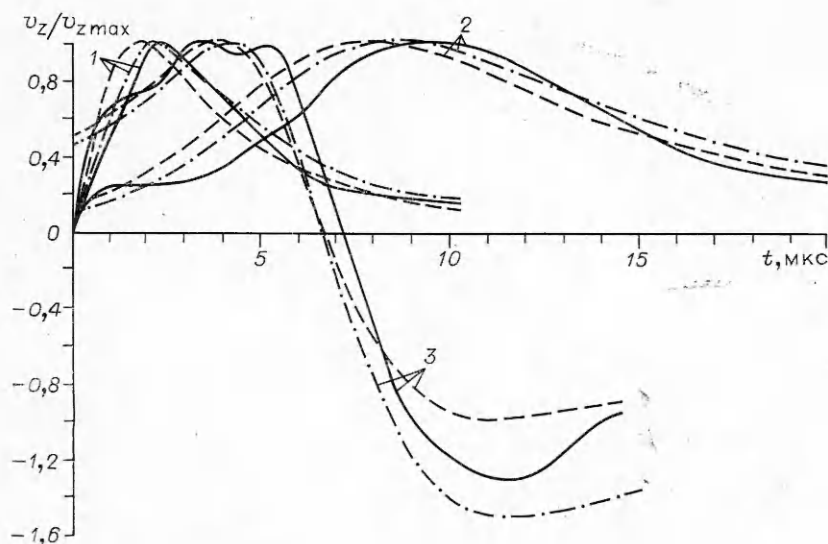


Рис. 6. Экспериментальные осциллограммы массовых скоростей.

1 —  $\hat{R}=0,22$ ,  $n=1$ ; 2 —  $\hat{R}=0,44$ ,  $n=1,5$ ; 3 —  $\hat{R}=0,28$ ,  $n=1,5$ .

$R_0$  — радиус заряда. Скорость продольных волн в использовавшихся мраморных образцах, измеренная ультразвуковым методом, равнялась  $c=5000 \pm 300$  м/с, плотность  $\rho=2,7$  г/см<sup>3</sup>. В качестве взрывчатых веществ применялись цилиндрические заряды диаметром 5 мм из насыпного тэна плотностью  $\rho_1=1,15 \pm 0,05$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho_2=0,5 \pm 0,05$  г/см<sup>3</sup>. Скорость детонации, измеренная в опыте, составляла соответственно:  $D_1=5700 \pm 300$  м/с и  $D_2=3300 \pm 100$  м/с. Таким образом, в первом случае  $n \approx 1$ , во втором  $n \approx 1,5$ .

На рис. 6 приведены экспериментальные осциллограммы массовых скоростей:  $v_R(t-t_\phi)/v_{R \max}$ ,  $v_z(t-t_\phi)/v_{z \max}$ , где  $v_{R \max}$ ,  $v_{z \max}$  — максимальные значения скорости в рассматриваемой точке,  $t_\phi$  — время прихода фронта возмущений. Здесь же штриховой линией изображены эпюры, рассчитанные по схеме элементарных источников возмущения, и штрихпунктирной — по схеме детонации тонкой

нити. Расчетные схемы достаточно хорошо описывают характер изменения эпюр во времени.

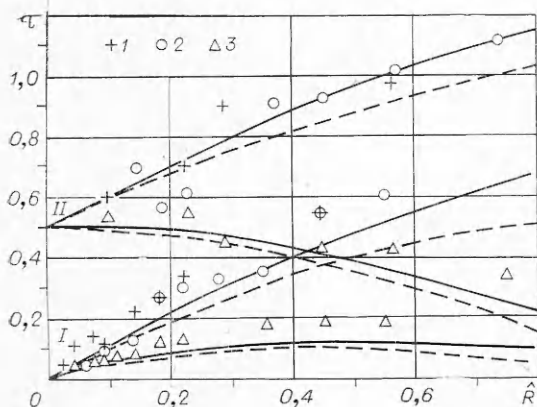


Рис. 7. Временные параметры экспериментальных эпюр в мраморе при  $\rho_1=1,15$  г/см<sup>3</sup> (I) и  $\rho_2=0,5$  г/см<sup>3</sup> (II).

1 — время положительной фазы  $v_z$ ; 2, 3 — время нарастания  $v_z$  и  $v_R$  до максимального значения соответственно.

На рис. 7 показаны усредненные по нескольким опытам значения временных параметров экспериментальных эпюр в зависимости от безразмерного расстояния  $\hat{R}=R/Z$ . Расчетные зависимости  $\tau_{\text{н0}}(\hat{R})$  и  $\tau_{\text{н1}}(\hat{R})$  достаточно хорошо описывают экспериментальные результаты. В частности, из эксперимента следует, что при  $n \geq 1$  время нарастания радиальной компоненты массовой скорости до максимума близко к времени положительной фазы продольной компоненты.

Подведем итоги проведенного исследования.

1. Получены аналитические формулы, определяющие поле массовых скоростей, дающие возможность анализировать пространственно-временные закономерности в волновой картине при изменении геометрических характеристик взрыва.

2. Сравнение расчетной схемы с экспериментальными результатами в мраморе показывает, что эпюры массовых скоростей геометрически подобны на конических поверхностях с вершиной в точке инициирования заряда. Временные характеристики эпюр определяются в основном геометрическими факторами и отношением скорости продольных волн к скорости детонации ВВ.

*Институт физики Земли  
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию  
18/1 1977*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Selberg. Arkiv für Fysik, 1952, 5, 7.
2. I. Hawkes. A study of stress Waves In Rock and the blasting action of an explosive charge, Colliery engineering, № 425, 1959.
3. В. А. Боровиков, И. Ф. Ваягин.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33. М., «Недра», 1976.
4. А. Н. Ханукаев, В. П. Белецкий. ФТПРПИ, 1974, 2.
5. М. М. Павлов, Б. Д. Христофоров.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33. М., «Недра», 1976.
6. М. М. Павлов, Д. А. Судаков.— В сб.: «Взрывное дело», № 76/33. М., «Недра», 1976.

### ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В ГРУНТАХ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ

*Н. Я. Барлас, И. И. Денисюк, В. Г. Кравец,  
Г. М. Ляхов, В. А. Плаксий*

Анализ изменения напряжений при распространении взрывных волн, а также сжимаемости образцов при разных скоростях деформирования показывает, что поведение грунта при быстропотекающих динамических процессах определяется вязкими и пластическими свойствами. В соответствии с этими данными предложена модель грунта, учитывающая объемную вязкость и необратимость деформаций, а также найдены значения коэффициента вязкости [1, 2]. Опытами [3] показано, что вязкие свойства грунтов проявляются, начиная с малых нагрузок (доли атмосферы).

Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований цилиндрических взрывных волн, включавших одновременное определение всех главных компонентов напряжений  $\sigma_i(t)$  и деформации  $\varepsilon_i(t)$ . Исследован процесс деформирования грунта во времени, закономерности угасания напряжения и деформации с удалением от взрыва.

#### Методика экспериментальных исследований

Параметры взрывных волн определялись в насыпном супесчаном грунте средней крупности с плотностью скелета  $\gamma_0 = (1,44-1,50) \times 10^3 \text{ кг/м}^3$  и влажностью  $W = 8-17\%$ . Грунт укладывался в котлован глубиной и длиной по 1,8 м и шириной 1,5 м, открытый в плотном