Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова. т. XLIV вып. 1, 1961 г.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ВЗРЫВЕ В ТВЕРДЫХ ПОРОДАХ

А. Н. Ханукаев, И. Ф. Ванягин, В. М. Гоголев, В. Г. Мыркин

Изучение закономерностей распространения волн, возбуждаемых взрывом в горных породах, имеет важное значение в различных областях науки и техники. Исследованиями установлено, что они играют значительную роль в общем процессе разрушения твердых пород. Однако строгое теоретическое рассмотрение этого вопроса представляет огромные трудности.

В настоящей работе приводятся некоторые качественные и количественные результаты экспериментального исследования закономерностей распространения волн напряжений в твердых породах, вызванных взрывом заряда сферической формы. На основании обобщения экспериментальных данных и некоторых теоретических предпосылок получены приближенные эмпирические зависимости, позволяющие рассчитывать их основные параметры.

В работе рассматривается лишь случай распространения волн напряжений в безграничных твердых породах. Вопросы взаимодействия этих волн с границами раздела, в том числе с земной поверхностью, здесь не затрагиваются.

Экспериментальное исследование проводилось с зарядами тена и тротила сферической формы весом от 0,6 до 180 *г* в известняке, мраморе, граните, диабазе. Данные о скоростях распространения продольной волны a_0, поперечной волны b_0 и плотности ρ приведены в таблице.

Таблица

Порода	a_0, *м/сек*	b_0, *м/сек*	ρ, *кг·сек²/м⁴*
Известняк	3000	1860	253
Мрамор	4420	2800	279
Гранит	5200	3100	265
Диабаз	6825	—	330

Представляется естественной и целесообразной попытка обобщения экспериментальных результатов, полученных для зарядов указанного

выше веса, на заряды иного веса при условии, что тип взрывчатого вещества и тип породы остаются постоянными. Для этого необходимо обратиться к вопросу о подобии волн напряжений при взрыве зарядов различного веса.

1. **О подобии волн напряжений.** При взрыве заряда сферической формы в безграничной твердой породе, очевидно, будут иметь место лишь радиальные смещения относительно центра заряда, т. е. центральная симметрия в картине распределения смещений и напряжений. Поэтому деформированное состояние породы в точке можно охарактеризовать радиальным смещением и главными напряжениями $\sigma_1 = \sigma_r$, $\sigma_2 = \sigma_\varphi$, $\sigma_3 = \sigma_\theta$ соответствующими сферической системе координат r, φ, θ, при этом в силу симметрии $\sigma_\varphi = \sigma_\theta$.

Таким образом, волна, вызванная взрывом заряда сферической формы, может быть охарактеризована радиальным смещением $W(r, t)$ (r — расстояние от центра заряда до точки наблюдения, t — текущее время) или напряжениями $\sigma_r(r, t)$, $\sigma_\varphi(r, t)$. Очевидно, что при взрыве различных по весу зарядов в одной и той же породе будут иметь место различные волновые поля. Однако можно поставить вопрос о существовании и определении критериев подобия полей смещений и напряжений, возникающих при взрывах различных по весу сферических зарядов [1]. Положительное решение этого вопроса позволит данные о поле смещений и напряжений для одного веса сферического заряда распространить на случаи взрыва зарядов других весов.

Рассмотрим вопрос о существовании и определении критериев подобия полей смещений и напряжений, обладающих центральной симметрией. Ограничимся лишь частным, но практически наиболее интересным случаем подобия: сравним поля смещений и напряжений, имеющих место в одной и той же твердой породе при взрыве различных по весу зарядов одного и того же типа ВВ.

Уравнение движения, как известно, имеет вид

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2\frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = \rho \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}. \tag{1}$$

Нормальное напряжение на границе среды равно давлению продуктов детонации p;

$$\sigma_r = p \quad \text{при} \quad r = R_0, \tag{2}$$

где R_0 — радиус заряда.

Связь между смещениями частиц и напряжениями для неупругих динамических процессов сложна. Можно полагать, что

$$\left.\begin{aligned} \sigma_r &= F_1(W, \lambda, \mu, \rho, T), \\ \sigma_\varphi &= F_2(W, \lambda, \mu, \rho, T), \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

где F_1, F_2 — символы, которые могут включать в себя как конечные операции над аргументами, так и дифференциальные и интегральные операции;

λ, μ — постоянные Ляме;

T — характерное время динамического процесса нагружения.

Для получения критериев подобия, согласно основным положениям теории, необходимо в данном случае выбрать три размерные величины за основные и с их помощью привести соотношения (1)—(3) к безразмерному виду. При этом размерности основных величин должны быть

независимыми друг от друга. В качестве таковых в данном случае удобно выбрать плотность ρ (предполагаем, что она постоянна), скорость звука в породе a_0 и радиус заряда R_0. Первые два параметра характеризуют среду, а последний — размеры и вес заряда, ибо

$$R_0 = \left(\frac{3G}{4\pi\gamma}\right)^{\frac{1}{3}}$$

где G — вес заряда, *кг*;

γ — объемный вес ВВ, *кг/м*^{3}.

В этом случае все величины в формулах (1)—(3) выражаются через соответствующие безразмерные параметры:

$$\left.\begin{aligned} r = R_0\bar{r};\quad t = \frac{R_0}{a_0}\bar{t};\quad \sigma_\varphi = \rho a_0^2\bar{\sigma}_\varphi \\ W = R_0\bar{W};\quad T = \frac{R_0}{a_0}\bar{T};\quad \sigma_r = \rho a_0^2\bar{\sigma}_r \\ p = \rho a_0^2\bar{p};\quad \mu = \rho a_0^2\bar{\mu};\quad \lambda = \rho a_0^2\bar{\lambda} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

где черточками обозначены соответствующие безразмерные величины.

Подставляя выражения (4) в формулы (1)—(3), получаем

$$\frac{\partial\bar{\sigma}_r}{\partial\bar{r}} - 2\frac{\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\varphi}{\bar{r}} = \rho\frac{\partial^2\bar{W}}{\partial\bar{t}^2}; \qquad (5)$$

$$\bar{\sigma}_r = \bar{p} \text{ при } r = 1; \qquad (6)$$

$$\bar{\sigma}_r = \bar{F}_1(\bar{W}, \bar{\lambda}, \bar{\mu}, \bar{T}); \qquad (7)$$

$$\bar{\sigma}_\varphi = \bar{F}_2(\bar{W} \quad \bar{\mu}, \bar{T}). \qquad (7')$$

Из системы (5)—(7) следует, что смещение $\bar{W}$ и напряжения $\bar{\sigma}_r$ и $\bar{\sigma}_\varphi$ будут функциями параметров $\bar{r}$, $\bar{t}$, $\bar{\lambda}$, $\bar{\mu}$, $\bar{T}$. Следовательно, если величины $\bar{r}$, $\bar{t}$, $\bar{\lambda}$, μ, $\bar{T}$ при взрыве различных зарядов будут оставаться неизменными, то параметры σ_r, σ_φ и W также не изменятся, т. е. имеет место подобие полей напряжений и смещений. Поскольку сравниваются поля смещений и напряжений, возникающие при взрывах различных по весу зарядов в одних и тех же породах, то изменяться будет R_0, а ρ, a_0, μ, λ останутся постоянными. Таким образом, если $\bar{T}$ не будет зависеть от веса (радиуса) заряда, то при взрыве различных по весу зарядов в точках $\bar{r} = \frac{r}{R_0}$ и в моменты времени $\bar{t} = \frac{a_0 t}{R_0}$ будут иметь место одинаковые напряжения σ_r и σ_φ и одинаковые безразмерные смещения $\bar{W} = \frac{W}{R_0}$, ибо:

$$\sigma_r = \rho a_0^2\bar{\sigma}_r = \rho a_0^2\bar{\sigma}_r(\bar{r}, \bar{t});$$
$$\sigma_\varphi = \rho a_0^2\bar{\sigma}_\varphi(\bar{r}, \bar{t});$$
$$W = R_0\bar{W}(\bar{r}, \bar{t}).$$

В таких случаях обычно имеет место геометрическое подобие полей напряжений и смещений, а критериями подобия являются комплексы.

$$\bar{r} = \frac{r}{R_0} \text{ и } \bar{t} = \frac{ta_0}{R_0}.$$

Если T зависит от веса заряда, то подобия в указанном виде не будет В дальнейшем будет показано, что подобие для рассматриваемого диапазона весов заряда в действительности имеет место.

2. Методика постановки эксперимента. Для исследования волновой картины в безграничной среде взрыв производился в шпуре, залитом водой.

При опытных взрывах различными по весу зарядами необходимо соблюдать одинаковые условия взрывания. Отношение высоты забойки к радиусу заряда, отношение величины зазора между зарядом и стенкой шпура к радиусу заряда и условия инициирования заряда должны быть одинаковыми.

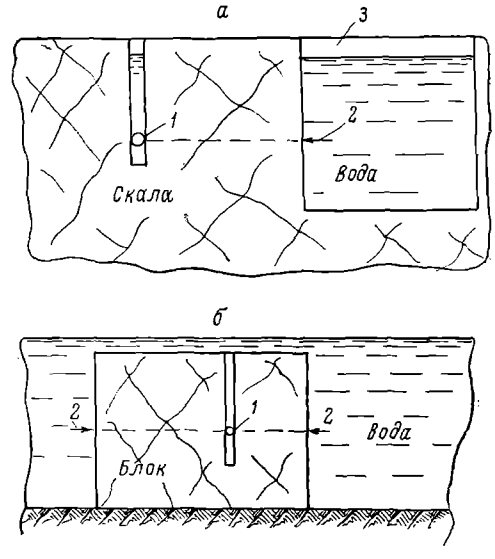


Рис. 1. Схема постановки опыта:
1 — заряд; *2* — датчик; *3* — котлован

В опытах регистрировался параметр $\sigma(t)$ на расстоянии r При этом использовался метод преломленных волн в двух вариантах. Эксперименты с зарядами весом 53 и 180 *г* ставились следующим образом. В массиве твердой породы проходился котлован и пробуривались шпуры (см. рис. 1, *а*). Шпур, куда помещался заряд, заливался водой. В котловане, заполненном водой, против центра заряда — на расстоянии 5—8 *мм* от стенки котлована помещался пьезоэлектрический датчик, который регистрировал давление в преломленной в воду волне. Запись показаний датчика производилась с помощью катодного осциллографа на фотопленку [2].

Работа экспериментальной схемы происходила следующим образом. При взрыве заряда в породе возникала волна напряжений, которая, достигнув границы раздела порода — вода, преломлялась в воду и регистрировалась датчиком давления. Предполагая, что волна в окрестности датчика может рассматриваться как плоская и что процесс преломления описывается с достаточной степенью точности акустическими соотношениями, можно по преломленной в воду волне давления восстановить напряжение $\sigma_r(t)$ в падающей волне. Для этого используется коэффициент преломления

$$k = \frac{2\rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho_0 a_0}, \tag{8}$$

где $\rho_0 c_0$ и $\rho_0 a_0$ — акустические жесткости воды и породы.

Давление в преломленной волне и напряжение в падающей волне связаны соотношением

$$\sigma_r(t) = \frac{p(t)}{k} \tag{9}$$

Меняя в опытах расстояние между зарядом и датчиком, можно получить всю картину распределения напряжений в массиве.

Экспериментальные работы с более мелкими зарядами проводились несколько иначе. В воду помещался блок породы (рис. 1, *б*), в котором предварительно пробуривался шпур, куда опускался заряд и заливался

водой. Против центра заряда у всех четырех вертикальных граней блока на расстоянии 5—8 *мм* помещались датчики, регистрировавшие давление в преломленной волне. По этим данным восстанавливалось σ_r указанным выше способом. Экспериментальное изучение напряжений σ_r проводилось в диапазоне расстояний от 13,4 R_0 до 126 R_0 от центра заряда.

Принятая методика эксперимента дает возможность регистрировать лишь фазу сжимающих напряжений σ_r.

3. **Основные закономерности изменения** σ_r. Остановимся кратко на результатах эксперимента. На рис. 2 приведены примеры записей изменения σ_r во времени на различных расстояниях, полученные при взрыве зарядов весом 2 *г* ($R_0 = 6{,}7$ *мм*) в мраморном блоке. Анализ эпюр показывает, что на близких расстояниях (порядка $10R_0 - 15R_0$) с точностью до разрешающей способности по времени регистрирующей аппаратуры напряжение возрастает резко, на расстоянии же $30R_0$ и далее оно нарастает плавно.

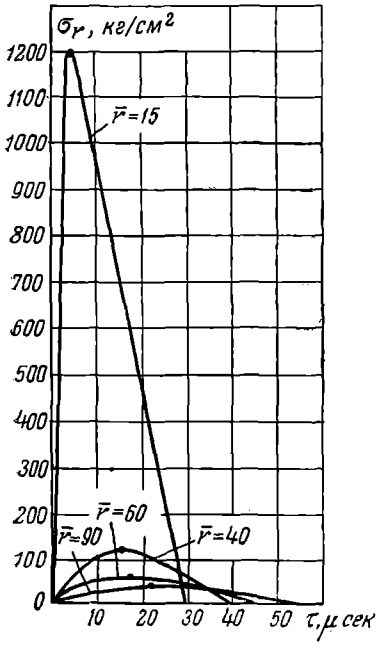


Рис. 2. Экспериментальные эпюры $\sigma_r(t)$

Необходимо отметить еще две качественные закономерности, которые могут быть иллюстрированы рис. 2. Во-первых, с увеличением расстояния несколько увеличивается длительность действия фазы сжатия. Во-вторых, интервал времени между вступлением волны и временем максимального значения σ_r с расстоянием заметно возрастает. Как известно, в идеально упругой среде на больших расстояниях время фазы сжатия и время наступления максимума остаются почти постоянными [3, 5]. Следовательно, на близких расстояниях от пункта взрыва для описания процессов распространения волн напряжений в горных породах следует привлекать модель, отклоняющуюся от идеально упругой. Анализ многочисленных экспериментальных данных показывает, что зависимость $\sigma_r(r, t)$ для фазы сжатия может быть представлена эмпирическим соотношением

$$\sigma_r(\bar{r}, t) = \sigma_{\max}(\bar{r})\, e^{-\alpha(t-t_н)}\, \frac{\sin \beta t}{\sin \beta t_н} \qquad (10)$$

где $\sigma_{\max}(\bar{r})$ — максимальное значение в эпюре напряжения;

$t_н$ — время нарастания напряжения от нуля до максимального значения;

α — коэффициент, характеризующий крутизну нарастания и спада напряжения;

β — параметр, характеризующий длительность фазы сжимающих напряжений.

Параметры α, $t_н$ и β — функция расстояния.

Для описания изменения $\sigma_{r_{\max}}$ с расстоянием удобно ввести простую формулу

$$\sigma_{r_{\max}} = \rho a_0 u_r; \quad u_r = \left[\frac{B_1}{\bar{r}^3} + \frac{B^2}{\bar{r}^2} + \frac{B_3}{\bar{r}^3}\right], \ см/сек, \qquad (11)$$

где u_r — скорость смещения частиц;

B_1, B_2, B_3 — эмпирические коэффициенты, зависящие от типа взрывчатого вещества и условий взрывания, значения которых, например, для тена и водяной забойки соответственно равны 3 321 000; —39 600; 3630, а для аммонита № 6—726 600; 4830; 1540.

Эмпирическая формула (11) при указанных коэффициентах вполне может быть использована для приближенных расчетов параметров взрывных работ. На рис. 3 приведены экспериментальные данные $\sigma_{r_{\max}}$

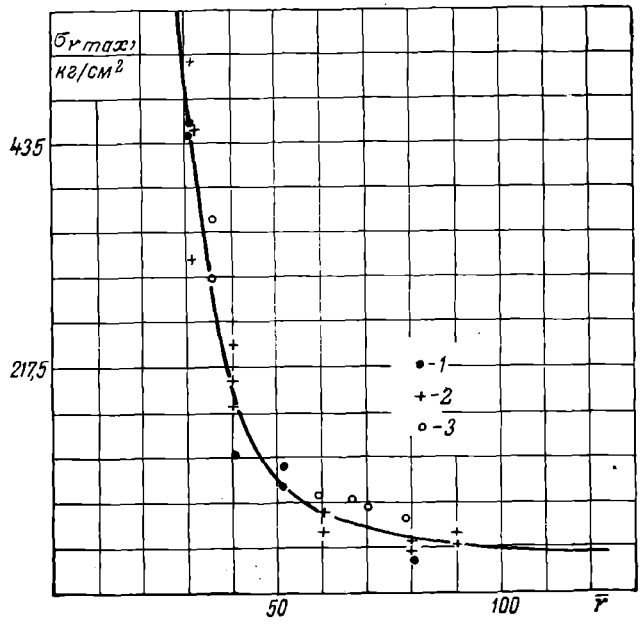


Рис. 3. Экспериментальные данные $\sigma_{r_{\max}}$ для различных расстояний при взрыве в мраморе зарядов тена весом:
1 — 0,6 *г*; *2* — 2 *г*; — 4 *г*

Параметры, характеризующие форму волны сжатия (10) в случае пород типа гранита, диабаза определяются равенствами

$$\left.\begin{aligned} \frac{t_н}{R_0} &= (1{,}25 + 0{,}375\bar{r})\,10^{-4},\ сек/м \\ \alpha R_0 &= (14 - 1{,}87\bar{r})\,10^2,\ м/сек \\ \beta R_0 &= \pi 10^2\,(1{,}1 - 0{,}011\bar{r}),\ м/сек \end{aligned}\right\}, \qquad (12)$$

а для более мягких пород типа мрамора равенствами

$$\left.\begin{aligned} \frac{t_н}{R_0} &= (3{,}8 + 0{,}314\bar{r})\,10^{-4},\ сек/м \\ \alpha R_0 &= (20{,}4 - 0{,}1160\bar{r})\,10^2,\ м/сек \\ \beta R_0 &= \pi 10^2\,(2{,}1 - 0{,}091\bar{r}),\ м/сек \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Эмпирическая зависимость (11) и график рис. 3 подтверждают предположение о справедливости геометрического критерия подобия напря-

жений σ_r. Заключение о справедливости геометрического критерия подобия на заряды большого веса нуждаются в экспериментальной проверке.

4. О расчете некоторых параметров волны напряжений. Экспериментальные данные по σ_r позволяют дать приближенную оценку некоторых других параметров волны напряжений. Согласно формуле (11),

$$u_r = -\frac{\sigma_r}{\rho a_0}, \ см/сек. \tag{14}$$

Зная форму волны (рис. 2) и используя выражение (10), можно рассчитать смещение частиц относительно положения равновесия:

$$W(\bar{r}, t) = \int_0^t u_r(\tau, \bar{r})\, d\tau. \tag{15}$$

Максимальное смещение частиц имеет место в момент времени, когда скорость равна нулю, т. е. к окончанию фазы сжимающих напряжений.

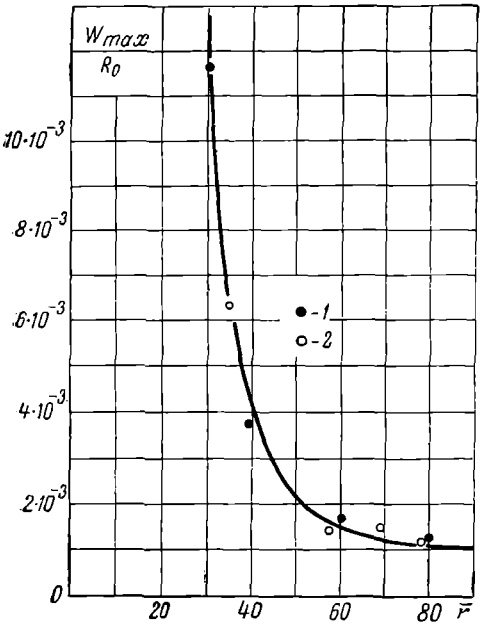


Рис. 4. Зависимость $\frac{W_{max}}{R_0}$ от расстояния при взрыве в мраморе зарядов весом: *1* — 2 *г*; *2* — 4 *г*

Приведенный на рис. 4 в качестве примера график зависимости $\frac{W_{max}}{R_0} = f(\bar{r})$ для мрамора получен из перерасчета экспериментальных осциллограмм для $\sigma_r(t)$ указанным выше способом. Эти данные свидетельствуют о том, что имеет место подобие полей относительных смещений для различных по весу зарядов. Они позволяют вычислить важный параметр волны напряжений, так называемый вектор Умова — поток энергии, проходящий через единицу площади в единицу времени:

$$E_0 = \sigma_r u_r. \tag{16}$$

Количество энергии, прошедшее через единицу площади за время действия фазы сжатия или плотность потока энергии,

$$E_1 = \int_0^t \sigma_r(\bar{r}, t)\, u_r(\bar{r}, t)\, dt, \tag{17}$$

где t — время действия фазы сжатия.

Полное количество энергии, протекающее через сферу с центром в пункте взрыва, равно произведению E_1 на площадь поверхности сферы:

$$E = E_1 4\pi r^2. \tag{18}$$

Учитывая условия подобия из выражений (17) и (18), после деления на R_0^3 получим *«относительный поток энергии»* через сферу радиуса $\bar{r}$:

$$\frac{E}{R_0^3} = 4\pi\bar{r}^2 \int_0^{\frac{t}{R_0}} \sigma_r\left(\frac{t}{R_0}, r\right) u_r\left(\frac{t}{R_0}, \bar{r}\right) d\left(\frac{t}{R_0}\right). \tag{19}$$

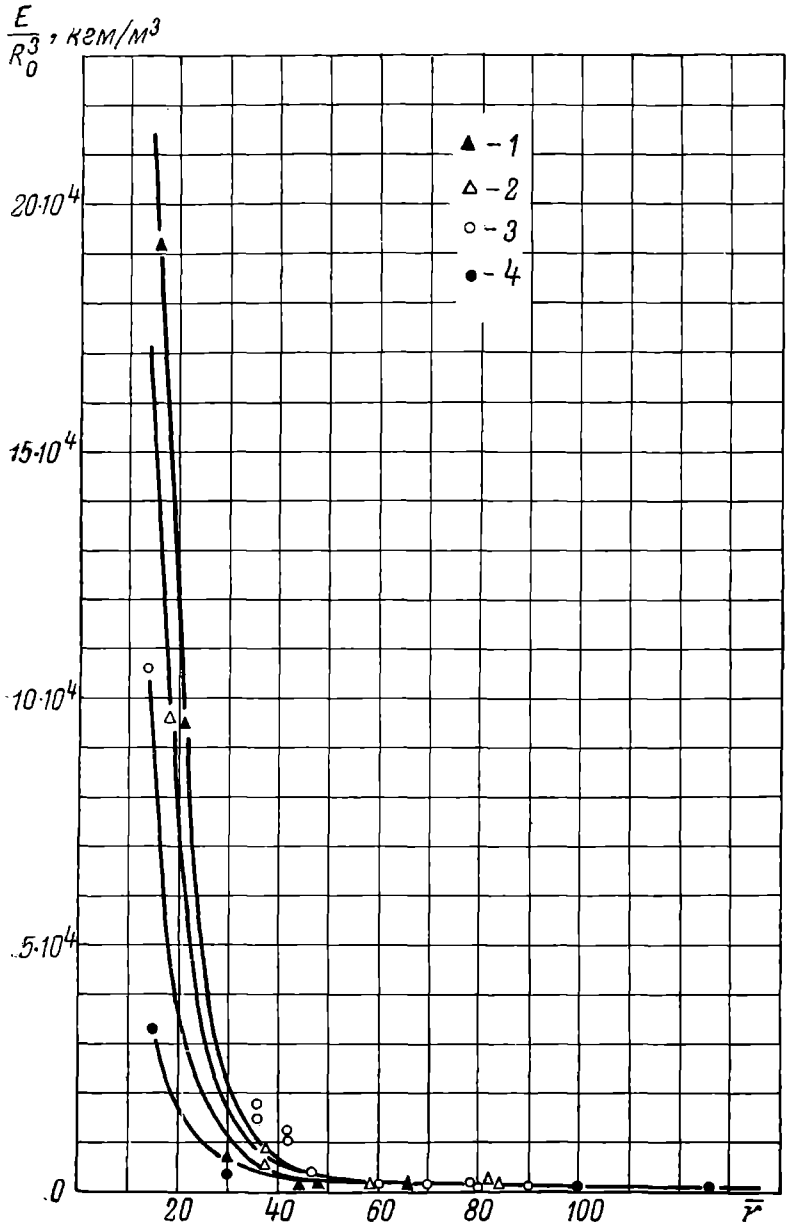


Рис. 5. Зависимость $\frac{E}{R_0^3}$ от расстояния при взрыве:

1 — в диабазе; *2* — в граните; *3* — в мраморе; *4* — в известняке

Одновременно в этой формуле осуществлен переход к переменной интегрирования $\frac{t}{R_0}$. В таком виде величина интеграла при взрыве различных по весу зарядов не зависит от величины заряда. Поэтому и величина $\frac{E}{R_0^2}$ также не будет зависеть от веса заряда.

Как видно из рис. 5, с удалением от пункта взрыва довольно резко рассеивается энергия. Это подтверждает значительную роль необратимых процессов, имеющих место при распространении волн напряжений в твердых породах.

В заключение отметим, что на основании проведенных экспериментальных данных решен ряд конкретных задач, выдвигаемых практикой буровзрывных работ [4].

Кроме того, полученные экспериментальные материалы позволяют определить возможности модели среды в процессе распространения волн напряжений в твердых породах и произвести выбор модели, достаточно хорошо отвечающий физике этих процессов. Одна из таких попыток была сделана в работе В. М. Гоголева и др. [5].

Целесообразно продолжить исследование такого рода, так как они позволяют получить ответ на многие вопросы теории и практики взрывного дела, геофизики и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивакин Б. Н. Подобие упругих волновых явлений. Изв. АН СССР. Серия геофизическая, 1956, № 12.

2. Синани И. Б. Турмалиновые индикаторы ударных волн в жидкостях. «Приборы и техника эксперимента», 1957, № 4.

3. Шамин В. М. Исследование явлений откола в железобетонных плитах при взрыве. «Физика взрыва», 1952, № 1.

4. Ханукаев А. Н. Приближенный расчет затрат энергии волны напряжений на дробление, перемещение и упругие деформации. Изв. высшей школы. «Горный журнал», 1960, № 2.

5. Гоголев В. М., Лопухова И. Г., Онисько Н. И., Шемякин Е. И. К вопросу о применимости идеально-упругой модели среды и модели Больцмана к описанию волновых процессов в реальных породах. Уч. совет по народно-хозяйственному использованию взрыва СО АН СССР, 1959, вып. 3.