Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института
им. Г.В.Плеханова, 1984, т. 99

УДК 622.235

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД В УСЛОВИЯХ СЛОЖНОГО НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ

С.А.КОЗЫРЕВ, С.В.ЛУКИЧЕВ,
Д.С.ПОДОЗЕРСКИЙ

Вокруг полости, образованной в массиве горных пород, в условиях высокого горного давления происходит перераспределение поля статических напряжений. Вблизи контура полости возникают три зоны: расслоения (отжима), разгрузки и опорного давления [I]. Пространственное положение этих зон обуславливается в основном размерами полости, физико-механическими свойствами горных пород, величинами и ориентировкой действующих в массиве напряжений по отношению к созданной полости. При взрывных работах заряды, как правило, расположены вблизи обнаженных поверхностей, поэтому важным является вопрос о характере перераспределения энергии взрыва в каждой из этих зон.

В работах [2, 5] показано, что при проведении выработок буровзрывным способом эффективная величина уходки за цикл определяется в основном размером зоны разгрузки, которая, в свою очередь, зависит от сечения выработки в проходке. Это объясняется различием в характере разрушения напряженных и разгруженных сред. Если расположить заряд на определенном расстоянии от зоны с максимальными сжимающими напряжениями, то объем отбойки будет сопоставим с зоной разгрузки [6].

Допустим, что граница раздела зон разгрузки и опорного давления для падающей волны является экраном, отражающая способность которого тем выше, чем больше разница в абсолютной величине действующих в указанных зонах напряжений. В реальных условиях резкого изменения акустических свойств горных пород как в зонах разгрузки и опорного давления, так и на их границах не наблюдается.

Можно предположить, что характер разрушения на участках с различным напряженным состоянием будет зависеть в основном от прочностных свойств массива, а наиболее чувствительным к величине и ориентации главных напряжений является предел прочности горной породы на разрыв. Для исследования особенностей взрывного разрушения массива горных пород в условиях сложного напряженного состояния рассмотрим взрыв одиночного цилиндрического заряда на границе зоны разгрузки и зоны опорного давления (рис.I), приняв эту границу за плоскость. При этом взрыв в каждой из упомянутых зон является его частным случаем.

Предел прочности на разрыв любой ограниченной области массива вблизи заряда в зависимости от его ориентации в плоскости главных напряжений

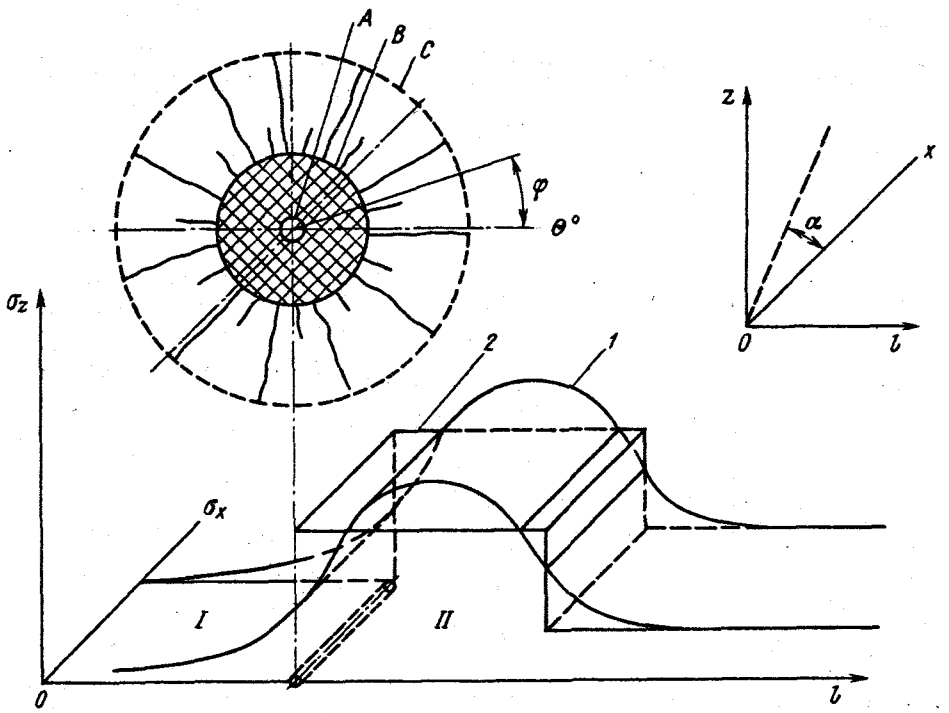


Рис.1. Расположение одиночного цилиндрического заряда на границе зоны разгрузки I и зоны опорного давления II

1 - форма распределения напряжений вблизи свободной поверхности; 2 - ее упрощенное представление; A - контур взрывной полости; B - внешняя граница зоны интенсивного дробления; C - внешняя граница зоны радиальных трещин; α - угол наклона оси заряда к горизонтальной координате плоскости границы I-II; φ - угловая координата

можно рассчитать следующим образом:

$$\bar{\sigma}_p = \sigma_p + (\sigma_z \cos^2\alpha + \sigma_x \sin^2\alpha)\cos^2\varphi, \qquad (I)$$

где σ_p - динамический предел прочности образца на разрыв; σ_z и σ_x - вертикальная и горизонтальная компоненты напряжений в плоскости, параллельной границе зоны разгрузки и опорного давления.

Предположим, что массив однородный и изотропный. При описании взрыва принимаем следующее: 1) взрыв происходит в условиях камуфлета; 2) заряд детонирует мгновенно, а влияние его геометрических размеров на формирование зон разрушения незначительно; 3) влияние временных факторов менее значительно, чем пространственных, поэтому возможно описание развития зон разрушения вокруг взрывной полости уравнениями в квазистатическом приближении; 4) горная порода вокруг взрывной полости расчленяется радиальными трещинами на сектора, внутри которых на внешней границе зоны радиальных трещин существует свой, зависящий от ориентации главных напряжений, предел прочности на разрыв.

В работах [3, 8, 9] при описании взрывного процесса выделяют от двух до трех зон разрушения. Рассмотрим две зоны (рис.I) - интенсивного дробления и радиальных трещин. При этом граничными условиями на поверхности взрывной полости будет равенство давления продуктов детонации $P_п$ и радиальной компоненты напряжений. Граничными условиями для зон разрушения будет непрерывность радиальной компоненты напряжений при переходе ее через границы и равенство ее на внешней границе зоны интенсивного дробления пределу прочности на сжатие σ_*, а на внешней границе зоны радиальных трещин пределу прочности на разрыв $\sigma_р$.

Закон изменения радиальной компоненты напряжений в среде по мере удаления от взрывной полости найдем из уравнения равновесия для осесимметричного случая

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = 0. \qquad (2)$$

Для зоны интенсивного дробления, где течение среды происходит с разрушением материала, разность между радиальной σ_r и азимутальной σ_φ компонентами напряжений найдем из предельного условия Кулона

$$\sigma_r - \sigma_\varphi = K(\sigma_r + \sigma_\varphi), \qquad (3)$$

где K - коэффициент трения.

Приняв $K = 0{,}5$ [7], получим

$$\sigma_\varphi = \frac{1}{3}\sigma_r. \qquad (4)$$

Подставляя условие (3) в уравнение (2), находим, что напряжения на границах этой зоны связаны с ее радиусами следующим соотношением

$$\sigma_r^п = \sigma_* \left(\frac{r_*}{r_п}\right)^{2/3}, \qquad (5)$$

где $\sigma_r^п$ - радиальная компонента напряжений на стенке взрывной полости; $r_п$, r_* - соответственно радиусы полости и внешней зоны интенсивности дробления.

Для нахождения зависимости, связывающей напряжения в зоне радиальных трещин с радиусом границ этих зон, воспользуемся условием $\sigma_\varphi = 0$. Подставим это условие в уравнение (2) и интегрируя его, получаем:

$$\frac{\bar{\sigma}_р}{\sigma_*} = \frac{r_*}{r_р}, \qquad (6)$$

где $r_р$ - внешний радиус зоны радиальных трещин.

Воспользовавшись равенством (6), уравнение (5) можно записать в следующем виде

$$\sigma_r^п = \sigma_* \left(\frac{\bar{\sigma}_р}{\sigma_*}\,\frac{r_р}{r_п}\right)^{2/3}. \qquad (7)$$

Чтобы найти конечный радиус взрывной полости, составим дополнительное уравнение. Примем, что в зоне интенсивного дробления плотность горной породы является постоянной величиной. Тогда из решения уравнения неразрывности находим радиальное смещение на внешней границе зоны интенсивного дробления

$$U_* = (r_п - r_0)\frac{r_п}{r_*}, \qquad (8)$$

где r_0 – начальный радиус взрывной полости.

Радиальная деформация породы в зоне радиальных трещин может быть найдена через напряжения в этой зоне следующим образом:

$$U_р = \frac{1-\mu}{(1-\mu-\mu^2)\rho_{г.п}C_0^2}\int_{r_*}^{r_р}\bar{\sigma}_р\frac{r_р}{r}dr, \qquad (9)$$

откуда

$$U_р = \frac{(1-\mu)\bar{\sigma}_р}{(1-\mu-\mu^2)\rho_{г.п}C_0^2}\ln\frac{r_р}{r_*}, \qquad (10)$$

где μ, $\rho_{г.п}$, C_0 – соответственно коэффициент Пуассона, плотность и скорость продольной волны горной породы.

Аналогичным образом находится радиальное смещение на внешней границе зоны радиальных трещин

$$U_р^{\infty} = \frac{(1-\mu)\bar{\sigma}_р}{\rho_{г.п}C_0^2}. \qquad (11)$$

Исходя из того, что

$$U_* = U_р + U_р^{\infty} \qquad (12)$$

и подставляя выражения (8), (10), (11) в уравнение (12), имеем

$$\left(\frac{\bar{\sigma}_р r_р}{\sigma_* r_п}\right)^2 = \frac{\rho_{г.п}C_0^2(r_п - r_0)}{r_п\sigma_*(1-\mu)\left[\frac{1}{(1-\mu-\mu^2)}\ln\left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_р}\right)+1\right]}. \qquad (13)$$

После подстановки уравнения (13) в выражение (7) получаем уравнение, связывающее напряжения на контуре взрывной полости с величиной ее деформации,

$$\sigma_r^п = \sigma_*^3\sqrt{\frac{\rho_{г.п}C_0^2(r_п - r_0)}{r_п\sigma_*(1-\mu)\left[\frac{1}{(1-\mu-\mu^2)}\ln\left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_р}\right)+1\right]}}. \qquad (14)$$

Допуская, что расширение продуктов детонации во взрывной полости подчиняется адиабатическому закону, и используя предположение о том, что при взрыве в условиях сложного напряженного состояния расширение полости происходит несимметрично относительно центра взрыва, запишем уравнение, связывающее давление в полости с ее размерами,

$$P_{п} = P_0 \left(\frac{r_0^2}{r_{90}^{п} r_0^{п}} \right)^{\gamma}, \qquad (15)$$

где P_0 – начальное давление продуктов детонации во взрывной полости, $P_0 = \eta \rho_{вв} Q(\gamma - 1)$; $\rho_{вв}$ – плотность заряжания; Q – энергоемкость ВВ η – коэффициент взрывчатого превращения; γ – показатель адиабаты; $r_{90}^{п}$; $r_0^{п}$ – расстояние от центра полости до ее контура при углах поворота радиуса соответственно на 90^0 и 0^0.

Для связи $r_{90}^{п}$ и $r_0^{п}$ между собой используем предположение о равенстве давления по контуру полости в процессе ее расширения. На момент полного расширения полости вокруг нее горная порода разрушена и разделена на сектора, для которых с некоторым приближением будет верна зависимость (14). Воспользовавшись ею, получаем:

$$r_0^{п} = \frac{r_{90}^{п}}{\left[\frac{r_{90}^{п}}{r_0^{п}} (1 - z) + z \right]}, \qquad (16)$$

где

$$z = \frac{\left[\frac{1}{(1 - \mu - \mu^2)} \ln \left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_{р0}} \right) + 1 \right]}{\left[\frac{1}{(1 - \mu - \mu^2)} \ln \left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_{р90}} \right) + 1 \right]}.$$

Подставив уравнение (16) в выражение (15) и приравняв к выражению (14), решим полученное уравнение

$$r_{90}^{п} = K_3 r_0 \sqrt[2\gamma]{\frac{P_0}{\sigma_*} \left[\frac{(1 - \mu)\sigma_* \left\{ \frac{1}{(1 - \mu - \mu^2)} \ln \left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_{р90}} \right) + 1 \right\}}{\rho_{г.п} C_0^2 K_1} \right]}, \qquad (17)$$

где

$$K_3 = \sqrt{(1 - m) + m \left[(1 - z) \frac{r_{90}^{п}}{r_0} + z \right]};$$

$$K_1 = 1 - \frac{r_0}{r_{90}^{п}};$$

$m = 0{,}5$ – при взрыве заряда на границе зоны разгрузки и опорного давления; $m = 1{,}0$ – во всех остальных случаях.

Радиус полости $r_{90}^{п}$ находится методом последовательных итераций, количество которых зависит от заданной точности решения. Радиус полости в других направлениях находится следующим образом. В формулу (14) вместо $r_{п}$ и $\bar{\sigma}_р$ подставляются значения $r_{90}^{п}$ и $\bar{\sigma}_{р90}$, находится остаточное напряжение $\sigma_р^0$ на контуре взрывной полости и после этого находится радиус полости в любом направлении φ по формуле

$$r_{\varphi}^{п} = \frac{r_0}{\left[1 - \left(\frac{\sigma_r^0}{\sigma_*} \right)^3 \frac{\sigma_*(1 - \mu)}{\rho_{г.п} C_0^2} \left\{ \frac{1}{(1 - \mu - \mu^2)} \ln \left(\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_{р\varphi}} \right) + 1 \right\} \right]}. \qquad (18)$$

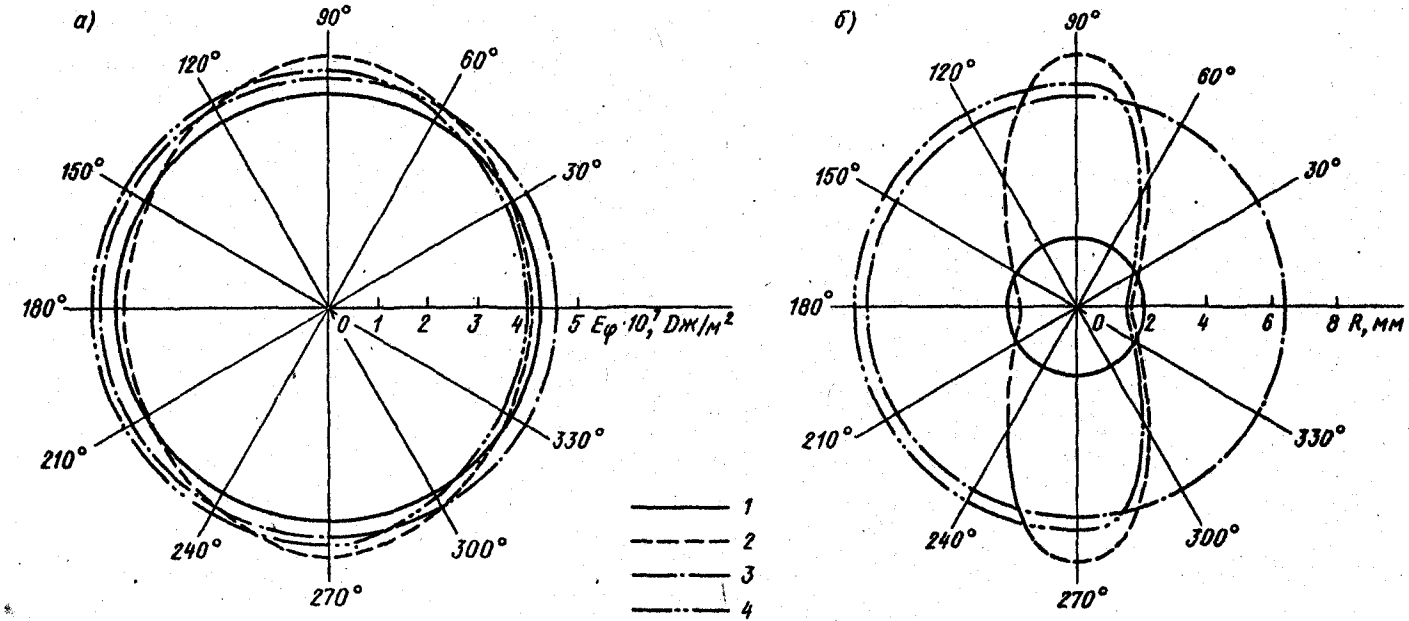


Рис.2. Диаграмма распределения удельной энергии взрыва (а) и внешней границы зоны радиальных трещин (б) при камуфлетном взрыве горизонтального заряда

1 – в условиях всестороннего сжатия ($\sigma_z = \sigma_x = 2{,}5 \cdot 10^8$ Н/м^2); 2 – в условиях одноосного нагружения ($\sigma_z = 2{,}5 \cdot 10^8$ Н/м^2; $\sigma_x = 0$); 3 – в ненагруженном массиве ($\sigma_z = \sigma_x = 0$); 4 – на границе зоны разгрузки ($\sigma_z = \sigma_x = 0$) и опорного давления ($\sigma_z = 2{,}5 \cdot 10^8$ Н/м^2; $\sigma_x = 0$)

Удельная энергия взрыва, переходящая в массив на различных участках контура полости, рассчитывается по формуле

$$E_\varphi = \frac{P_0 r_0}{(2\gamma - 1)}\left[1 - \left(\frac{r_0 K_3}{r_{90}}\right)^{2\gamma-1}\right]\frac{r_\varphi^{\text{п}}}{r_{90}^{\text{п}}}. \qquad (19)$$

В уравнении (19) предполагается равенство давления по контуру полости в процессе ее расширения, что позволяет отождествлять энергию, передаваемую в массив в каком-то направлении, с деформацией контура полости в этом направлении.

Воспользовавшись уравнением (7), находим формулы для расчета внешней границы зоны интенсивного дробления и радиальных трещин

$$r_{*\varphi} = r_\varphi^{\text{п}}\left(\frac{\sigma_r^0}{\sigma_*}\right)^{1,5}, \qquad (20)$$

$$r_{p\varphi} = r_\varphi^{\text{п}}\frac{\sigma_*}{\bar{\sigma}_{p\varphi}}\left(\frac{\sigma_r^0}{\sigma_*}\right)^{1,5}. \qquad (21)$$

Изложенная методика позволяет рассчитать параметры разрушения и энергетические характеристики взрыва цилиндрического заряда в условиях сложного напряженного состояния.

В качестве примера на рис.2 приведены результаты расчета по данной методике взрыва горизонтального цилиндрического заряда ($\alpha = 0^0$) радиусом $r_0 = 0{,}05$ м при $\rho_{вв} = 1110$ кг/м^3; $Q = 0{,}43 \cdot 10^7$ Дж/кг; $\sigma_* = 3{,}10^8$ Н/м^2; $\sigma_p = 2{,}10^7$ Н/м^2; $\gamma = 1{,}8$; $\eta = 1$; $\rho_{г.п} = 3000$ кг/м^3; $C_0 = 6500$ м/с; $\mu = 0{,}25$.

Для проверки расчетных данных была проведена серия экспериментальных взрывов в пластинах горной породы при условиях близких к расчетным. Заряд ВВ располагался на границе нагруженной и ненагруженной зон. При по-

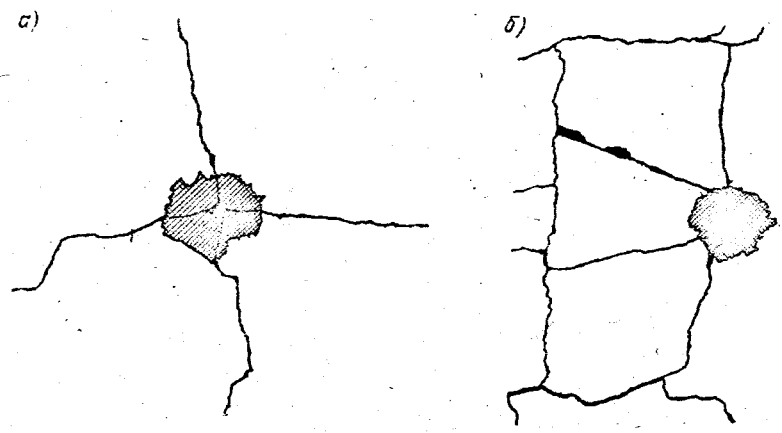


Рис.3. Характер разрушения моделей: в ненагруженном образце (а); при взрыве на границе зоны разгрузки и опорного давления (б)

стоянном заряде диапазон нагрузок менялся от 0 до 2,5 Н/м^2. На рис.3 приведены наиболее характерные результаты разрушения пластин после взрыва. Полученные экспериментальные данные можно использовать только для качественного сравнения с расчетными. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, а также с данными работы [4] позволяет предположить, что математическая модель удовлетворительно описывает механизм взрывного разрушения массива горных пород, находящегося в условиях сложного напряженного состояния.

Выводы

1. Наибольшая асимметрия в передаче энергии в массив и его разрушении наблюдается при одноосном напряженном состоянии.

2. Для зарядов, располагаемых на границе зон с различным напряженным состоянием, перераспределение энергии и развитие зон разрушения происходят в сторону с пониженным напряженным состоянием и зависят от ориентировки скважины в пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бронников Д.М., Замесов Н.Ф., Богданов Г.И. Разработка руд на больших глубинах. М., Недра, 1982.

2. Вильд Х.В. К вопросу об увеличении подвигания забоя за цикл при проведении выработок буровзрывным способом. – Глюкауф, 1982, № 8.

3. Друкованый М.Ф., Куц В.С., Ильин В.И. Управление действием взрыва скважинных зарядов. М., Недра, 1980.

4. Ефремов Э.И., Харитонов В.Н., Семенюк И.А. Взрывное разрушение выбросоопасных пород в глубоких шахтах. М., Недра, 1979.

5. Жданкин Н.А., Жданкин А.А., Боев А.В. Выбор глубины шпуров с учетом напряженно-деформированного состояния массива. – Горный журнал, 1982, № 10.

6. Капленко Ю.П. Закономерности распространения волн в напряженном массиве горных пород. – В кн.: Разработка рудных месторождений. Киев, Техника, 1980.

7. Коротков П.Ф. О математической модели постепенного разрушения горных пород и превращении их в пористые сыпучие среды. – ДАН СССР, т.253, 1980, № 6.

8. Механический эффект подземного взрыва / В.Н.Родионов, В.В.Адушкин, В.Н. Костюченко и др. М., Недра, 1971.

9. Снижение напряженности горного массива с помощью взрывов / А.Н.Ханукаев, Н.Ф.Кусов, В.И.Пшеничный и др. М., Наука, 1979.