

УЧЕТ ДИНАМИКИ ПРИ ОПИСАНИИ РАЗРУШЕНИЯ ХРУПКИХ СРЕД ВЗРЫВОМ ШНУРОВОГО ЗАРЯДА

УДК 622.235

Е. Н. Шер

Институт горного дела СО РАН, 630091 Новосибирск

Данная работа является продолжением [1, 2], где проведены оценки параметров разрушающего действия взрыва скважинного заряда в хрупких горных породах. В [1] такие оценки получены в статическом приближении. Статический подход не позволяет оценить временные параметры процесса, учесть влияние перетекания газообразных продуктов детонации по скважине, работу забойки. Для динамического описания процесса разрушения хрупких сред взрывом шнурового заряда ВВ важно правильно учесть динамику развития зоны радиальных трещин. В [2] предложен энергетический подход к описанию такой зоны в рамках зонной теории взрыва в твердых средах [3–6], в которой обычно вблизи заряда ВВ выделяют зоны перемола, радиальных трещин и внешнюю зону упругости. Хотя динамическое описание численными методами развития всех выделенных зон в настоящее время возможно, представляется интересным проведение приближенного учета динамики процесса с получением оценки параметров в расчетной и аналитической формах.

В настоящей работе точное динамическое описание используется для зоны перемола, где инерционные силы максимальны. Для зон радиальных трещин и упругости применяется квазистатическое описание для определения напряжений и деформаций. Динамика процесса учитывается здесь при определении фронта радиальных трещин по динамической трещиностойкости среды.

Постановка задачи. Рассматривается осесимметричное деформирование и разрушение изотропной хрупкой среды под действием взрыва бесконечного цилиндрического заряда ВВ. Детонация заряда предполагается мгновенной, а деформирование среды — плоским. Рассмотрение в целом проводится без учета волн в изохронной модели [7], когда предполагается, что ударная волна в среде быстро уходит от полости взрыва, унося некоторую часть энергии, основные события развиваются после и поля напряжений и деформаций близки к статическим, определяемым для нагрузки в текущий момент времени. При этом в развитии взрыва выделяется несколько этапов.

1. Волна разрушения движется со скоростью, превышающей максимальную скорость движения трещин v_{\max} . На этом этапе имеется две зоны: пластическая при $a \leq r \leq b$ и упругая при $r \geq b$, где $a(t)$ — радиус полости взрыва, $b(t)$ — граница пластической зоны, r — текущий радиус.

2. При уменьшении скорости роста пластической зоны и выполнении неравенства $\dot{b} \leq v_{\max}$ появляется зона радиальных трещин при $b \leq r \leq l$ ($l(t)$ — радиус фронта зоны радиальных трещин). Зона упругости находится при $r \geq l(t)$.

Предполагается, что в зоне радиальных трещин также выполняются для напряжений и деформаций статические соотношения для нагрузок текущего момента. Плотность трещин в этой зоне является дополнительным параметром процесса. Анализ экспериментальных данных показал, что в процессе развития зоны радиальных трещин происходит уменьшение их числа. Часть трещин останавливается, и это дает возможность остальным развиваться дальше. Для оценки возможной плотности трещин на разных расстояниях от центра взрыва проводились расчеты второго этапа для ряда значений числа трещин N , например для $N = 128, 64, 32, 16, 8, 4$.

Расчетная модель. Выпишем уравнения движения и общие решения для каждой

из зон. Давление газа в полости взрыва рассчитывается по модифицированной адиабате Джонса — Миллера [6] для тротилового цилиндрического заряда в виде

$$p(a) = \begin{cases} p_0(a/a_0)^{-2\gamma_1}, & a \leq a^*, \\ p_0(a^*/a_0)^{-2\gamma_1}(a/a^*)^{-2\gamma_2}, & a \geq a^*, \end{cases}$$

где $p_0 = 3,32 \cdot 10^9$ Па; $\gamma_1 = 3$; $\gamma_2 = 1,27$; $a^*/a_0 = 1,89$; a_0 — начальный радиус заряда; a — радиус полости.

В зоне перемола вблизи заряда предполагается выполнение уравнений движения сыпучей несжимаемой среды. Для одномерного случая осевой симметрии в цилиндрической системе координат (r, ϑ)

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\vartheta}{r}. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность среды; v — радиальная скорость; $\sigma_r, \sigma_\vartheta$ — компоненты тензора напряжений. Как определяющее соотношение взят закон Кулона [6] $\tau = C - \sigma \operatorname{tg} \varphi$ (τ и σ — касательное и нормальное напряжения на площадке сдвига). В главных напряжениях осесимметричной задачи при расширении полости взрыва в этой зоне имеем

$$(1 + \alpha)\sigma_\vartheta - \sigma_r - Y = 0 \quad (Y = 2C \cos \varphi / (1 - \sin \varphi), \alpha = 2 \sin \varphi / (1 - \sin \varphi)). \quad (2)$$

При сжатии полости условие текучести принимает вид $(1 + \alpha)\sigma_r - \sigma_\vartheta - Y = 0$, который формально может быть приведен к (2) с новыми α_1, Y_1 : $(1 + \alpha_1)\sigma_\vartheta - \sigma_r - Y_1 = 0$, $\alpha_1 = -\alpha / (1 + \alpha)$, $Y_1 = -Y / (1 + \alpha)$. Соотношение (2) выполняется при условии, что площадки сдвига параллельны оси симметрии. Это верно, если начальное сжатие горным давлением по оси z является средним по отношению к другим осям.

Условие несжимаемости в зоне перемола позволяет записать скорость любой точки среды как

$$v(r, t) = \dot{a}a/r \quad (3)$$

($a(t)$ — радиус полости взрыва).

Исключая σ_ϑ из (1) с помощью (2) и используя (3), получим для σ_r уравнение

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\alpha}{(1 + \alpha)} \frac{\sigma_r}{r} = \frac{Y}{(1 + \alpha)r} + \rho \left(\frac{\ddot{a}a + \dot{a}^2}{r} - \frac{(\dot{a}a)^2}{r^3} \right),$$

общее решение которого представимо в виде

$$\sigma_r = \frac{Y}{\alpha} + \rho \left((\ddot{a}a + \dot{a}^2) \frac{1 + \alpha}{\alpha} + (\dot{a}a)^2 \frac{(1 + \alpha)}{(2 + \alpha)} \frac{1}{r^2} \right) + F(t)r^{-\alpha/(1 + \alpha)}. \quad (4)$$

Для смещения u_b на границе зоны перемола $r = b(t)$ из условия несжимаемости следует

$$a^2 - a_0^2 = b^2 - (b - u_b)^2. \quad (5)$$

В зоне радиальных трещин при $b \leq r \leq l$

$$\sigma_\vartheta = 0, \quad \sigma_r = -P_b b/r, \quad (6)$$

$$\frac{du}{dr} = -(1 - \nu^2)P_b b/(Er), \quad u = u_0(t) - (1 - \nu^2)(P_b/E)b \ln(r/a_0),$$

где P_b — радиальное давление при $r = b$; u — радиальное смещение; E, ν — модули Юнга и Пуассона разрушаемой среды; $u_0(t)$ — произвольная функция времени.

В зоне упругости при $r \geq l(t)$ в случае плоской деформации имеем общее статическое решение:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -P - EB/[(1 + \nu)r^2], & \sigma_\vartheta &= -P + EB/[(1 + \nu)r^2], \\ u &= B/r - (1 + \nu)(1 - 2\nu)rP/E. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь P — горное давление в среде; B — произвольная константа, зависящая от времени при квазистатическом рассмотрении.

Произвольные функции $F(t)$, $u_0(t)$, $B(t)$ в (4), (6), (7) определяются из начальных и граничных условий задачи.

На первом этапе развития зоны перелома выполняются следующие граничные условия:

— на полости взрыва радиальное напряжение в зоне перелома равно давлению газов в полости

$$\sigma_r = -p(a) \quad \text{при} \quad r = a(t); \quad (8)$$

— перед волной дробления в упругой среде выполняется критерий сдвигового разрушения среды Кулона — Мора

$$(1 + \alpha_2)\sigma_\vartheta - \sigma_r - Y_2 = 0 \quad \text{при} \quad r = b(t); \quad (9)$$

— смещения непрерывны

$$u(b - 0) = u(b + 0) = u_b. \quad (10)$$

Критерий разрушения (9) соответствует прямолинейной огибающей кругов Мора и подтвержден для горных пород в работе [7]. Параметры α_2 и Y_2 могут быть определены по одноосным испытаниям на растяжение σ_p и сжатие σ_c :

$$\alpha_2 = \sigma_c/\sigma_p - 1, \quad Y_2 = \sigma_c. \quad (11)$$

Для примера рассмотрим органическое стекло, у которого по статическим испытаниям $\sigma_c = 1,6 \cdot 10^8$ Па, $\sigma_p = 6 \cdot 10^7$ Па. По формулам (11) находим $\alpha_2 = 1,66$ и $Y_2 = 1,6 \cdot 10^8$ Па. Для горных пород от 6-й до 20-й категории прочности по статическим одноосным испытаниям, согласно (11), $\alpha_2 = 7 \div 12$, $Y_2 = (0,6 \div 2,7) \cdot 10^8$ Па. Отличие коэффициентов критерия разрушения упругой среды (9) и условия текучести среды (2) в зоне перелома является существенным по сравнению с [3, 6]. Сходство (2) и (9) по форме упрощает выкладки, но не является обязательным; так, в качестве (9) можно было бы взять за критерий разрушения зависимость $\sigma_1 - \sigma_2 = f(\sigma_1/\sigma_2)$ (σ_1, σ_2 — главные напряжения), определенную для большого количества горных пород во ВНИМИ [8].

При квазистатическом подходе напряжения обычно принимаются непрерывными [6] при переходе через волну дробления. При этом кинетическая энергия среды в зоне перелома растет с увеличением b за счет присоединения движущихся слоев упругой зоны, не имеющей формально кинетической энергии. Возникший парадокс связан с пренебрежением инерционными членами в описании упругой зоны. В качестве поправки к квазистатическому описанию предлагается считать, что в волне дробления происходит разгон частиц среды от нулевой скорости до \dot{u}_b . Это дает для напряжения в зоне перелома при $r = b(t) - 0$ выражение

$$\sigma_r(b - 0) = -\rho \dot{u}_b b + \sigma_r(b + 0). \quad (12)$$

Из условий (5), (9), (10) для $(a^2 - a_0^2)/b^2 \ll 1$ находим

$$\frac{b}{a} = n \sqrt{1 - \frac{a_0^2}{a^2}}, \quad n = \sqrt{\frac{E(2 + \alpha_2)}{2(1 + \nu)(Y_2 + P\alpha_2)}}, \quad \frac{u_b}{b} = \frac{1}{2n^2}, \quad (13)$$

$$\sigma_r(b+0) = -[Y_2 + 2P(1 + \alpha_2)]/(2 + \alpha_2).$$

Из (12), (13) следует

$$\sigma_r(b-0) = \sigma_r(b+0) - \rho a^2 \dot{a}^2 / [2(a^2 - a_0^2)]. \quad (14)$$

В дальнейшем будем использовать безразмерные переменные. В качестве масштаба длины возьмем a_0 , времени — a_0/c_0 ($c_0^2 = E/\rho$), напряжения — E . Подставляя общее решение (4) в граничные условия (8) и (14) и используя (13), для $a(t)$ получим в обезразмеренном виде камуфлетное уравнение:

$$K_1(a)a\ddot{a} + (K_1(a) - K_2(a))\dot{a}^2 + K_3 - p(a) = 0. \quad (15)$$

Здесь $K_1 = ((1 + \alpha)/\alpha)[m^{\alpha/(1+\alpha)} - 1]$; $K_2 = ((1 + \alpha)/(2 + \alpha))[1 - m^{-(2+\alpha)/(1+\alpha)}] - (a^2/2(a^2 - 1))m^{\alpha/(1+\alpha)}$; $K_3 = ((Y_2 + 2(1 + \alpha_2)P)/(2 + \alpha_2) + Y/\alpha)m^{\alpha/(1+\alpha)} - Y/\alpha$; $m = n\sqrt{1 - 1/a^2} = b/a$. Начальные условия задачи для $t = 0$, $a = b = 1$ ввиду приближенного вида связи $b(a)$ в (13) принимаем в смещенной точке при $t = 0$ в виде

$$a = \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} + \varepsilon, \quad \dot{a} = 0. \quad (16)$$

Для (16) при $\varepsilon \ll 1$ из (13) следует $b \approx \sqrt{n^2/(n^2 - 1)} + n^2\varepsilon$.

Отличие начальных значений a и b от 1 в (16) мало, если $n \gg 1$. При этом $a \approx b \approx 1 + 1/(2n^2)$. Для горных пород $n \approx 10$, и при $n = 7$ такое отклонение составляет 0,01. Расчеты по уравнению (15) и начальному условию (16) показали, что при уменьшении ε интегральные кривые приближаются к предельной форме. Впоследствии в расчетах бралось $\varepsilon = 0,02$.

Из этих расчетов следует, что скорость расширения зоны дробления в начале процесса развития разрушения интенсивно растет, достигает максимума и затем уменьшается. При ее снижении до максимальной скорости распространения трещин в данной среде возможна смена характера развития разрушения. Если напряженное состояние позволяет отойти от фронта разрушения достаточно большому числу радиальных трещин (больше, чем N_1), то, развиваясь с большей, чем фронт дробления, скоростью, они расколют материал перед фронтом дробления на радиальные стержни, разгрузят от растяжения в тангенциальном направлении и тем самым упрочнят его для дробления во фронте. При этом фронт дробления остановится, и разрушение будет происходить за счет развития зоны радиальных трещин. Если согласованное с нагрузкой число трещин, имеющих скорость фронта, недостаточно для разгрузки тангенциального растяжения перед фронтом дробления ($N < N_1$), то он будет развиваться согласно (15) до тех пор, пока N не сравняется с N_1 , и дальше произойдет остановка фронта дробления и развития зоны радиальных трещин. Введение порогового значения N_1 является упрощающей гипотезой предлагаемой расчетной схемы. В расчетах принималось $N_1 = 64$.

Для второго этапа разрушения, при котором существуют три зоны, уравнение типа (15) получается из граничных условий на полости взрыва и на границах зон.

На полости взрыва $\sigma_r = -p(a)$ при $r = a(t)$, на границе зоны перелома

$$u(b-0) = u(b+0), \quad \sigma_r(b-0) = \sigma_r(b+0) = -\sigma_1, \quad \sigma_1 \leq \sigma_c \quad (17)$$

при $r = b(t)$, на фронте радиальных трещин $u(l-0) = u(l+0)$, $\sigma_r(l-0) = \sigma_r(l+0) = q$ при $r = l(t)$. При выполнении равенства в условии для напряжений (17) происходит дробление в стержневой зоне радиальных трещин, и $b(t)$ возрастает со временем. В противоположном случае ($\sigma_r(b+0) > -\sigma_c$) граница зоны перелома неподвижна ($\dot{b} = 0$).

Используя решения (5)–(7) и исключая $u_0(t)$ из (17), в приближении $(a^2 - 1)/b^2 \ll 1$

имеем

$$u_b \approx (a^2 - 1)/(2b), \quad (a^2 - 1)/(2b^2) + (1 + \nu)(Pl/b - \sigma_1) + \\ + (1 - \nu^2)\sigma_1 \ln(b/l) - (1 + \nu)(1 - 2\nu)P(1 - l/b) = 0. \quad (18)$$

При $\sigma_1 = \sigma_c$ из (18) дифференцированием по t находим

$$\dot{b} = \frac{\dot{l}((1 - \nu^2)\sigma_c(b/l) - 2(1 - \nu^2)P) - \dot{a}(a/b)}{(1 - \nu^2)\sigma_c - (a^2 - 1)/b^2 - 2(1 - \nu^2)P(l/b)} \quad \text{при } \sigma_1 = \sigma_c, \quad (19)$$

$$\dot{b} = 0 \quad \text{при } \sigma_1 < \sigma_c.$$

Подставив решение (4) в граничные условия на полости взрыва и границе зоны перелома, после исключения $F(t)$ получим камуфлетное уравнение:

$$K_1^- a \ddot{a} + (\overline{K_1} - \overline{K_2}) \dot{a}^2 + \overline{K_3} - p(a) = 0. \quad (20)$$

Здесь

$$\overline{K_1} = \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\left(\frac{b}{a} \right)^{\alpha/(1+\alpha)} - i \right), \quad \overline{K_2} = \frac{1 + \alpha}{2 + \alpha} \left(1 - \left(\frac{b}{a} \right)^{-(2+\alpha)/(1+\alpha)} \right);$$

$$\overline{K_3} = \left(\sigma_1 + \frac{Y}{\alpha} \right) \left(\left(\frac{b}{a} \right)^{\alpha/(1+\alpha)} - 1 \right) + \sigma_1;$$

при $\sigma_1 < \sigma_c$

$$\sigma_1 = \frac{(a^2 - 1)/(2b^2) + (1 + \nu)P(2(1 - \nu)l/b - 1 + 2\nu)}{(1 + \nu) + (1 - \nu^2) \ln(l/b)}.$$

Для $l(t)$ в безразмерном виде имеем

$$i = \begin{cases} \frac{v_{\max}}{c_0} \frac{1 - \exp(-\beta(\sqrt{\gamma/\gamma_0} - 1))}{1 - \exp(-\beta(\sqrt{\gamma_1/\gamma_0} - 1))}, & \gamma_0 < \gamma < \gamma_1, \\ \frac{v_{\max}}{c_0}, & \gamma \geq \gamma_1, \end{cases} \quad (21)$$

где γ_0, γ_1 — удельная поверхностная энергия трещинообразования при страгивании с места и начале ветвления.

Зависимость (21) была предложена [9] как интерполяционная для экспериментально определяемых паспортных зависимостей ряда хрупких сред, связывающих трещиностойкость и скорость развития трещин.

Текущее значение γ находится из энергетического условия на фронте радиальных трещин [2]. В случае плоской деформации и осевой симметрии

$$2\gamma N/(2\pi l) = 0,5(\sigma_r^y \varepsilon_r^y + \sigma_y^y \varepsilon_y^y) - 0,5\varepsilon_r^c \sigma_r^c + \sigma_r^c (\varepsilon_r^c - \varepsilon_r^y).$$

Здесь $\sigma_r^y, \sigma_y^y, \varepsilon_r^y, \varepsilon_y^y$ — напряжения и деформации перед фронтом зоны трещин в упругой зоне при $r = l + 0$; $\sigma_r^c, \varepsilon_r^c$ — напряжения и деформации в стержневой зоне радиальных трещин при $r = l - 0$. Подставив сюда значения напряжений и деформаций из (6), (7), получим

$$2\gamma = \frac{1 - \nu^2}{E} (2P + q)^2 \frac{\pi l}{N}, \quad q = -\sigma_1 \frac{b}{l}. \quad (22)$$

Зависимость (22) хорошо согласуется с решениями задач плоской теории упругости о равновесии звезды N трещин, находящейся под действием расширения внутренним давлением

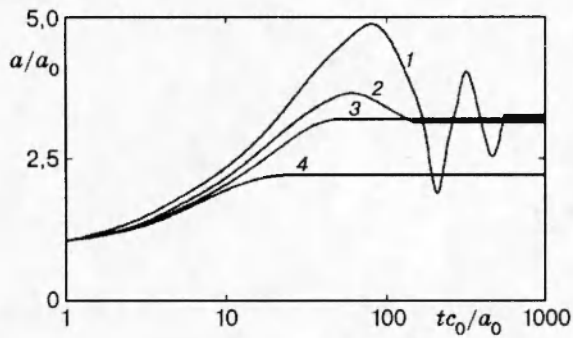


Рис. 1

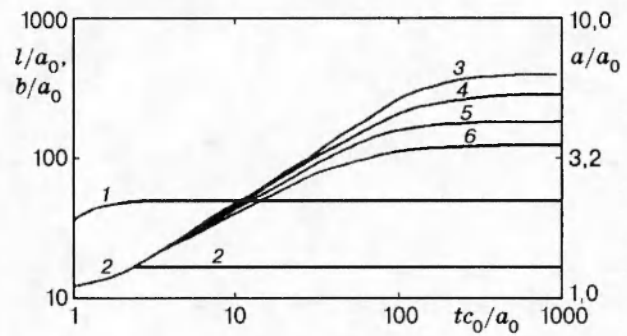


Рис. 2

σ_1 на радиусе b и горным давлением P . Так, из (22) следует $K_I = 2P\sqrt{\pi l/N} - \sigma_1 b\sqrt{\pi/Nl}$, что совпадает с асимптотиками при больших N решений приведенных выше задач [10, 11].

Расчеты динамики волны дробления. Расчеты динамики радиуса полости взрыва по уравнению (15), полученному для случая распространения волны дробления по упругой среде, проводились до момента полной остановки полости и волны дробления. Найденные в таких расчетах значения радиуса полости и волны дробления в момент, когда от фронта волны дробления уходит фронт зоны радиальных трещин, использовались как начальные данные для расчетов второго этапа разрушения хрупких сред в зоне радиальных трещин.

Характерные траектории полости взрыва в координатах a, t приведены на рис. 1. В расчетах принимались следующие параметры: $Y = 8 \cdot 10^5$ Па и $\alpha = 0,1; 0,5; 1,0$ (кривые 1–3). Остальные параметры выбирались из базового набора параметров, определяющих их средние значения для горных пород: $E = 10^{10}$ Па, $\rho = 2500$ кг/м³, $\nu = 0,5$, $Y = 8 \cdot 10^7$ Па, $\alpha = 4$, $\sigma_c = 8 \cdot 10^8$ Па, $\gamma_0 = 150$ Дж/м², $\gamma_1 = 1500$ Дж/м², $v_{max} = 650$ м/с, $\beta = 1$, $a_0 = 0,0225$ м, $\alpha_2 = 11,2$, $P = 10^5$ Па, $p_0 = 3,32 \cdot 10^9$ Па, $Y_2 = 8 \cdot 10^8$ Па. Зависимость $a(t)$ для базового варианта изображена на рис. 1 линией 4. Из рис. 1 видно, что в зависимости от внутреннего трения среды в зоне перемола имеются аperiодические и колебательные режимы движения полости взрыва. Причем возвратное движение возможно лишь при достаточно малых значениях α и угла трения (по (2) $\varphi < 20^\circ$). В противоположном случае получается, что при развитии зоны перемола переддробленный материал в фазе расширения динамически забрасывается в глубь среды и после остановки не возвращается назад к центру взрыва, заклинивая в фазе сжатия сыпучего материала. При этом в расчетах не учтена упругая компонента сжатия, предположительно малая по сравнению с пластической. Это заклинивание оказывается определяющим и для размеров разрушения в зоне радиальных трещин, так как оно вызывает близкое к статическому нагружение расширившимся поршнем хрупкой среды за фронтом остановившейся волны дробления.

Статическая оценка разрушения в зоне радиальных трещин по данным расширения среды в волне дробления. Если после остановки фронта дробления и развития полости взрыва значения радиуса полости и фронта волны дробления составляют a_k, b_k и обратное схлопывание полости невозможно из-за трения в зоне перемола, то по формуле (5) или приближенной при $a^2 - a_0^2 \ll b^2$ можно определить u_b — перемещение на внутренней границе зоны радиальных трещин. Рассчитаем при этом предельное число трещин N в зоне радиальных трещин длиной l . Используя (20), (22), получим

$$N = \frac{\pi l(1 - \nu^2)}{2\gamma_0} [q + 2P]^2, \quad (23)$$

где

$$\bar{q} = \frac{1}{l} \frac{u_b + (1 + \nu)lP}{(1 + \nu) + (1 - \nu^2) \ln(l/b_k)}; \quad u_b \approx \frac{a_k^2 - 1}{2b_k}.$$

При больших l/b_k и малых P в размерном виде имеем

$$N \approx \frac{\pi E(a_k^2 - a_0^2)^2}{8\gamma_0 l b_k^2 (1 - \nu^2) \ln^2(l/b_k)}. \quad (24)$$

Расчеты динамики процесса разрушения хрупкой среды от взрыва цилиндрического заряда в зонах дробления и радиальных трещин. Расчеты проводились по базовому набору параметров при варьировании их с целью выявления характерных особенностей процесса и ранжирования параметров по степени их влияния на конечный результат по разрушению.

На рис. 2 приведены графики зависимостей $a(t)$, $b(t)$ (линии 1, 2) и $l_N(t)$ (кривые 3–6 при $N = 4; 8; 16; 32$) для базового варианта параметров. Оценка конечного значения l_N , полученная в этом расчете, отличается от оценки по формулам (23) со значениями a_k , b_k из динамического расчета не более чем на 5 % и составляет $i_8 = 276$, $l_4 = 406$ соответственно. Характерным для графиков рис. 2 является монотонное возрастание параметров, быстрое при росте зоны дробления и более медленное при росте зоны радиальных трещин. Изменение поведения решения было получено при появлении возвратного движения полости взрыва при малых значениях внутреннего трения ($\alpha < 1$). Для $\alpha = 0,1$ и $Y = 8 \cdot 10^5$ Па зависимости $a(t)$, $l_8(t)$, $\dot{l}_8(t)$ приведены на рис. 3 кривыми 1, 3, 5 соответственно. Колебания радиуса полости взрыва во время развития радиальной зоны трещин приводят к периодическим остановкам трещин и последующим монотонным участкам нарастания их длин. Конечная длина l_8 хорошо согласуется с оценкой по (23). Участки кривых 2 и 4 рис. 3 отвечают $b(t)$ и $\dot{b}(t)$ на первом этапе разрушения.

В расчетах варьировались значения базового набора параметров в следующих диапазонах: $E = 10^9 \div 10^{11}$ Па, $\rho = 1500 \div 3500$ кг/м³, $Y = 8 \cdot 10^5 \div 800 \cdot 10^5$ Па, $\alpha = 0,1 \div 11,2$, $\gamma_0 = 50 \div 200$ Дж/м², $v_{\max} = 300 \div 1300$ м/с, $P = 10^5 \div 10^7$ Па, $a_0 = 0,0225 \div 0,1$ м, $Y_2 = 8 \cdot 10^7 \div 8 \cdot 10^8$ Па, $\alpha_2 = 4 \div 11,2$. Рассматриваемый диапазон значений параметров включает основные горные породы (от угля до прочных гранитов и диабазов). Изменение приведенных параметров по одному дает для размера зоны радиальных трещин ($N = 8$) оценку влияния различных параметров базового набора:

$$\frac{l}{a_0} \approx \frac{\rho^{0,1} v_{\max}^{0,2} Y_2^{0,5} a_0^{0,5}}{N^{0,5} E^{0,1} Y^{0,1} \alpha^{0,1} \gamma_0^{0,5} P^{0,5} \alpha_2^{0,16}}. \quad (25)$$

Из этой зависимости следует большая значимость параметров Y_2 , γ_0 , N , a_0 , v_{\max} , P для определения дробления в зоне радиальных трещин от взрыва цилиндрического заряда. Более полные расчеты были проведены с изменением прочностных параметров среды Y , α , Y_2 , α_2 относительно базового набора.

Наименее изучены параметры Y и α как определяющие деформирование среды на предельной, ниспадающей ветви диаграммы сжатия. Представляет интерес влияние скорости нагружения на значения параметров прочности Y_2 и α_2 . В базовом наборе параметров Y_2 выбран примерно в 5 раз больше среднего σ_c для горных пород, а $Y = 0,1Y_2$. В таблице приведены значения максимальных радиусов полости (a), зоны дробления (b) и длины трещин (l) при $N = 8$ в зависимости от Y_2/Y и внешнего давления P при $\alpha = 4$, $\alpha_2 = 11,2$.

Из таблицы видно, что пропорциональное увеличение Y_2 и Y приводит к заметному уменьшению радиуса полости и зоны дробления и одновременно к слабому росту зоны радиальных трещин. Более сильное влияние на размер зоны радиальных трещин оказы-

| $P, 10^5 \text{ Па}$ | $Y_2/Y = 1$ | | | $Y_2/Y = 10$ | | | $Y_2/Y = 100$ | | |
|---------------------------------|---------------------------------|------|------|--------------|------|------|---------------|------|------|
| | $Y_2 = 8 \cdot 10^7 \text{ Па}$ | | | | | | | | |
| | a | b | l | a | b | l | a | b | l |
| 1 | 2,4 | 49,6 | 106 | 3,62 | 73,1 | 228 | 3,95 | 78,2 | 267 |
| 10 | 2,39 | 46,6 | 74,8 | 3,43 | 66,1 | 130 | 3,68 | 70,0 | 144 |
| 100 | 2,25 | 30,5 | 31,4 | 2,63 | 36,8 | 38,8 | 2,71 | 37,7 | 39,9 |
| 500 | 1,9 | 13,4 | 13,4 | 1,98 | 14,1 | 14,1 | 1,98 | 14,2 | 14,2 |
| $Y_2 = 8 \cdot 10^8 \text{ Па}$ | | | | | | | | | |
| 1 | 1,64 | 9,15 | 131 | 2,22 | 13,0 | 276 | 2,37 | 13,8 | 320 |
| 10 | 1,64 | 9,08 | 75,9 | 2,21 | 12,9 | 137 | 2,35 | 13,6 | 153 |
| 100 | 1,63 | 8,46 | 24,1 | 2,1 | 11,8 | 36,5 | 2,21 | 12,1 | 39,3 |
| 500 | 1,58 | 6,54 | 8,48 | 1,84 | 8,0 | 12,4 | 1,88 | 8,21 | 12,9 |

вают изменения Y_2/Y_1 и P . При больших значениях внешнего давления зона радиальных трещин уменьшается относительно зоны дробления и может вообще исчезнуть.

На рис. 4 показаны зависимости $a/a_0, b/a_0$ (кривые 1, 2) и l_8/a_0 от P при $a_0 = 0,0225; 0,05; 0,1; 0,15$ (кривые 3–6) и $\gamma_0 = 150 \text{ Дж/м}^2$. При других значениях γ_0, a_0, N размеры зоны радиальных трещин могут быть рассчитаны по (23) при известных a_{\pm} и b_{\pm} , приведенных, например, в таблице. При этом могут быть найдены такие параметры разрушения в зоне радиальных трещин, как $N_{\max}(l)$ и $l_N = l_{\max}(N)$. По указанной методике определение интенсивности дробления в зоне радиальных трещин для отличных от использованных в таблице прочностных параметров достаточно проводить для какого-нибудь одного значения N, a_0 и γ_0 из базового набора.

Сравнение с данными квазистатических моделей. Предложенное описание процесса разрушения хрупкой среды взрывом цилиндрического заряда допускает и квазистатическую трактовку для определения заключительных параметров разрушения [1, 3]. Для этого достаточно использовать статическое решение в зоне перелома и принять допущение о предельном состоянии среды в зонах перелома и радиальных трещин. При этом в (17) $\sigma_1 = \sigma_c$, и вместо (4) имеем

$$\sigma_r(r) = Y/\alpha + Fr^{-\alpha/(1+\alpha)}. \tag{26}$$

Применяя общие решения в зонах перелома и упругости и граничные условия на полости (8) и волне дробления (9), для неизвестных a и b в случае отсутствия зоны радиальных

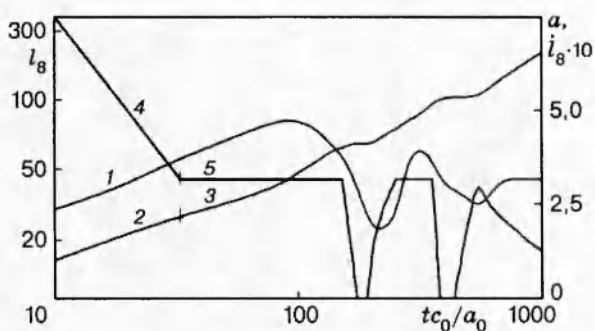


Рис. 3

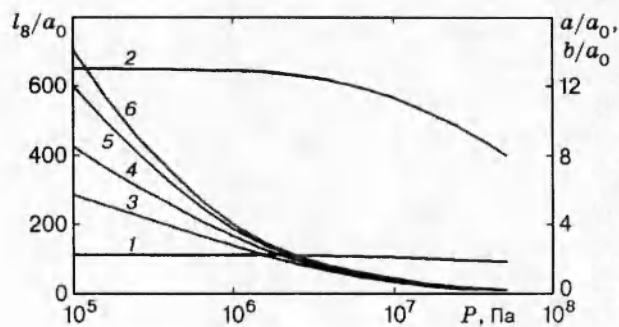


Рис. 4

трещин получим следующую систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} (Y/\alpha - q)(b/a)^{\alpha/(1+\alpha)} - Y/\alpha - p(a) = 0, \quad a^2 - a_0^2 = b^2 - (b - u_b)^2, \\ u_b = -\frac{(1 + \nu)b(q + P)}{E}, \quad q = -\frac{Y_2 + 2(1 + \alpha_2)P}{2 + \alpha_2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Предельное равновесное состояние зон перелома, радиальных трещин и упругости определяется уравнениями

$$\begin{aligned} (Y/\alpha + \sigma_c)(b/a)^{\alpha/(1+\alpha)} - Y/\alpha - p(a) = 0, \quad a^2 - a_0^2 = b^2 - (b - u_b)^2, \\ u_b = -\frac{(1 + \nu)b(q + P)}{E} + \frac{(1 - \nu^2)\sigma_c}{E} b \ln \frac{l}{b}, \quad q = -\sigma_c(b/l), \quad N = \frac{\pi l(1 - \nu^2)}{2\gamma_0 E} (q + 2P)^2, \end{aligned} \quad (28)$$

полученными из общих решений (6), (7), (27) и граничных условий (8), (17).

Расчет по (27) для базового набора параметров дает $a = 1,5$, $b = 8,3$, что заметно меньше данных динамического расчета ($a_k = 2,2$, $b_k = 13$ для установившихся значений радиуса полости и зоны перелома, см. рис. 2).

Статические оценки размера трещин много больше, чем динамические: $l_R \approx 667$ вместо 276 в динамике. При этом статического решения с зонами перелома, радиальных трещин и упругости не существует, и оценка сделана по схеме двух зон: радиальных трещин, начинающихся с полости, и упругости. При таком варианте решение для a и l находится из системы уравнений, приведенных в безразмерном виде:

$$p(a) = \frac{a - 1 + (1 + \nu)lN}{(1 + \nu)[(1 - \nu) \ln l + 1]}, \quad N = \frac{\pi l(1 - \nu^2)}{2\gamma_0} \left(p(a) \frac{a}{l} - 2P \right)^2, \quad (29)$$

полученных из решений (6), (7) и граничных условий (8), (17).

Завышение размеров трещин, найденных по статическим расчетам, связано с занижением размеров зоны перелома. В динамическом расчете зона перелома рассчитывается с учетом распространения волны дробления и инерции среды. В этом случае большие значения b приводят к уменьшению l , так как податливость среды в зоне перелома больше, чем в зоне радиальных трещин. Из-за этого в равновесном для трещин состоянии давление в полости оказывается меньше при больших b , что приводит к уменьшению l .

Основные результаты.

1. Разработана схема расчета параметров разрушения хрупкой среды от взрыва цилиндрического заряда с учетом динамики зоны перелома и развития трещин.

2. Показано, что заброс материала зоны перелома в глубь среды на стадии ее развития и запираание его при обратном сжатии оказываются определяющими для развития зоны радиальных трещин.

3. Проведено ранжирование разных параметров по их влиянию на результат взрыва и выделены наиболее важные: σ_c , γ_0 , v_{\max} , Y , P , a_0 . В связи с этим встает вопрос об определении для горных пород динамических параметров одноосного сжатия σ_c и трещиностойкости γ_0 , γ_1 , v_{\max} , а также сцепления и коэффициента трения в зоне перелома.

4. Проведено сравнение результатов расчетов в динамическом и статическом приближении. Показано, что по статическим моделям конечные размеры полости и зоны перелома при взрыве цилиндрического заряда оказываются заниженными, а зоны радиальных трещин — сильно завышенными, что подтверждает необходимость учета динамики.

5. Не учтенными в данной работе и требующими дальнейших исследований являются процессы перетекания продуктов детонации по скважине и их проникания в зону перелома.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01169).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынюк П. А., Шер Е. Н. Оценка размеров зоны радиальных трещин, образующихся при камуфлетном взрыве шнурового заряда в хрупкой среде // ПМТФ. 1984. № 4. С. 127–132.
2. Шер Е. Н. О динамическом развитии зоны радиальных трещин при камуфлетном взрыве // ПМТФ. 1988. № 1. С. 164–167.
3. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Ромашев А. Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.
4. Григорян С. С. Некоторые вопросы математической теории деформирования и разрушения твердых горных пород // Прикладная математика и механика. 1967. Т. 31, вып. 4. С. 643–649.
5. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974.
6. Чедвик П., Кокс А., Гопкинсон Г. Механика глубинных подземных взрывов. М.: Мир, 1966.
7. Машуков В. И., Барышников В. Д., Пирля Н. В. Структура горной породы и ее паспорт прочности // Физ.-техн. пробл. разработки полезн. ископаемых. 1990. № 3. С. 21–27.
8. Ставрогин А. Н., Протосеня А. Г. Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах. М.: Недра, 1985.
9. Шер Е. Н. Пример расчета движения радиальных трещин, образующихся при взрыве в хрупкой среде в квазистатическом приближении // Физ.-техн. пробл. разработки полезн. ископаемых. 1982. № 2. С. 40–42.
10. Шер Е. Н. Об одном случае равновесия системы радиальных трещин // ПМТФ. 1974. № 5. С. 156–159.
11. Westman R. A. Pressurized star crack // J. Math. and Phys. 1964. V. 43, N 3. P. 191–198.

*Поступила в редакцию 30/XI 1995 г.,
в окончательном варианте — 18/I 1996 г.*
