

УДК 550.348+539.375

А.С. Быковцев, Д.Б. Крамаровский

ОЦЕНКА СЕЙСМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА

1. Введение. Для оценки сейсмического воздействия, создаваемого подземными взрывами на окружающие объекты, помимо обычно применяемых результатов экспериментальных исследований можно пользоваться математическим моделированием изучаемых процессов. При моделировании действия взрыва в твердой среде вокруг полости с ВВ обычно выделяют зоны вытеснения (зона 1), дробления (зона 2), трещинообразования (зона 3) и упругих деформаций (зона 4) [1—3]. Из анализа натурных данных [4] известно, что радиус зоны 1 не превышает 2,5 радиусов заряда ВВ, радиус зоны 2 достигает 10 радиусов заряда ВВ, а радиус зоны 3 — 100 радиусов заряда ВВ (рис. 1, r_0 — радиус полости с ВВ, r_1 — радиус зоны 1, r_2 — зоны 2, r_3 — зоны 3). Использование результатов теоретических исследований позволяет определять размеры этих зон более точно для конкретного материала или горной породы. Достаточно полное изложение основных характеристик механического эффекта взрыва и расчетных схем, позволяющих прогнозировать размеры различных зон вокруг полости с ВВ, приведено в [2, 3, 5—9].

В [10 — 13] определяются размеры зоны 3, размеры кусков, на которые дробится среда, и распределение их по радиусу от оси взрыва. Работы [11, 14] посвящены изучению развития звездообразных трещин в условиях антиплоской деформации.

В большинстве из перечисленных работ либо исследуются особенности напряжений вблизи края распространяющихся трещин, либо определяются размеры различных зон действия взрыва. В качестве взрывного источника в основном изучался либо сферический заряд, либо шпуровой заряд бесконечной длины (плоская задача). Исследование же сейсмического воздействия взрыва опиралось в основном на анализ экспериментальных данных. Для построения более физически реальной модели подземного взрыва надо учитывать конечную длину шпурового заряда и различную его ориентацию по отношению к окружающим объектам.

2. Описание модели. Для построения трехмерной модели подземного взрыва сделаем следующие предположения.

1. Процесс происходит в безграничной изотропной упругой среде.

2. В этой среде в результате детонации шпурового заряда конечной длины начинает распространяться звездообразная система отрывных трещин (рис. 2, W — длина шпура, AB — сам шпур, ширина звездообразной трещины принимается равной длине шпура, а длины трещин считаются неизменными в любом сечении шпурового заряда).

3. Параметры трещин, такие как их длины, раскрытие, связаны с параметрами ВВ и характеристиками окружающей среды и определяются на основании дополнительных расчетов.

4. При проведении дополнительных расчетов по общей схеме взрыва (рис. 1, здесь в отличие от рис. 2 для простоты показано лишь сечение шпурового заряда) определяется радиус зоны трещинообразования r_3 , который принимается равным длинам модельных трещин (рис. 2). Также по общей схеме (рис. 1) оценивается объем образующихся пустот в результате

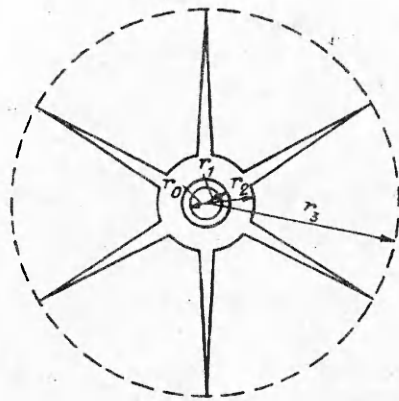


Рис. 1

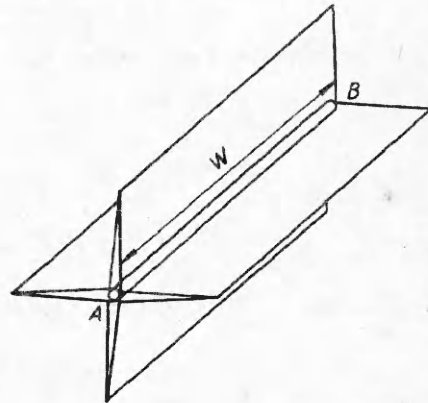


Рис. 2

расширения полости с ВВ и роста хаотически ориентированных трещин в зоне 2 и радиальных в зоне 3. Раскрытие модельных трещин (рис. 2) выбирается таким образом, чтобы суммарный объем пустот, полученный в результате развития этих трещин, был равен объему пустот, полученному по общей схеме (рис. 1).

5. Зоны 1 и 2 несущественно влияют на формирование волнового поля в зоне $r > r_3$, потому что, как следует из приведенных выше работ, радиус зоны 3 много больше радиусов зон 1 и 2 и появляющиеся большие радиальные трещины несут в себе больше информации о взрывном источнике, чем хаотически появившиеся трещины в зоне 2 (значительно меньшей длины).

6. Для описания системы трещин используется дислокационный подход, развитый в [14—17, 18], при котором на всей площадке разрушения в качестве граничного условия задаются величина и направление вектора подвижки (B_x, B_y, B_z) в декартовой системе координат или $B(B_r, B_\alpha, B_z)$ в цилиндрической системе координат, B_x, B_z (соответственно B_r, B_z) — сдвиговые компоненты вектора подвижки, а B_y и B_α — отрывные). Так как трещины, составляющие звездообразную систему, считаются отрывными, то сдвиговые компоненты вектора подвижки будут равны нулю.

Что же касается количества больших радиальных трещин и скорости их распространения, то ответы на эти вопросы могут быть получены из анализа экспериментальных данных. Так, из [10] следует, что «процесс заканчивается, когда остается 4—6 трещин». Оценки же скорости распространения трещин при взрыве для различных материалов приводятся в [19].

В отличие от многих существующих моделей взрывного источника в предложенной модели, во-первых, учитывается система отрывных радиальных трещин, во-вторых, для них достаточно точно определяются такие параметры, как длина и раскрытие.

Сделанные предположения позволяют сформулировать математическую постановку задачи об изучении особенностей сейсмического излучения от взрывного источника с радиальной системой трещин.

3. **Постановка задачи.** Пусть в упругой безграничной изотропной среде в начальный момент времени начинает распространяться с постоянной скоростью v система n ($n > 1$) разрывов шириной W , отстоящих друг от друга на одинаковый угол α_0 (рис. 3).

Уравнениями движения среды в этом случае будут волновые уравнения

$$\Delta \Phi = \frac{1}{c_p^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad \Delta \Psi_i = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial t^2},$$

где

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad i = x, y, z;$$

Рис. 3

c_p и c_s — скорости продольной и поперечной волн; потенциалы Φ и Ψ (Ψ_x, Ψ_y, Ψ_z) связаны с вектором смещений соотношением

$$U = \text{grad } \Phi + \text{rot } \Psi, \text{div } \Psi = 0.$$

Граничные условия на берегах разрезов зададим в виде

$$U_\alpha = B_\alpha H(t - r/v), \sigma_{r\alpha} = \sigma_{i\alpha} = 0,$$

когда $0 < z < W$ (рис. 3), и

$$U_\alpha = 0, \sigma_{r\alpha} = \sigma_{z\alpha} = 0,$$

когда $z < 0$ и $z > W$ при $\alpha = 2\pi k/n, k = 0, \dots, n-1, r^2 = x^2 + y^2, \alpha = \text{arctg}(y/x)$. Здесь H — функция Хевисайда; B_α — компонента вектора подвижки на разрыве ($B_\alpha = \text{const}$); σ_{ij} — компоненты тензора напряжений; r, α, z — цилиндрические координаты. Начальные условия нулевые, на бесконечности среда покоится.

4. Построение решения. Для получения строгого математического решения поставленной задачи достаточно рассмотреть сектор $0 \leq \alpha \leq 2\pi/n$ (в силу симметрии). Однако подобный подход часто бывает связан с серьезными математическими проблемами. Поэтому, следуя далее принципам, развитым в [15, 16, 18] и основанным на применении принципа суперпозиции, представим общее волновое поле, вызываемое распространением системы из n разрезов, в виде суммы волновых полей, создаваемых каждым из разрезов в отдельности. В силу сказанного в данном случае достаточно будет рассмотреть задачу, когда $n = 1$, и решение для каждого последующего разрыва при $n > 1$ будет иметь такой же вид с учетом замены переменных, связанных с поворотом на угол α_0 . Такой упрощенный подход приводит к тому, что не учитываются поверхностные и отраженные волны, возникающие вокруг разрезов, составляющих звездообразную систему. Существенное же влияние эти волны могут оказывать лишь в непосредственной близости от разрезов, и можно считать, что общая картина волнового поля вдали от них не меняется. Решение же задачи о стартующем со скоростью v и останавливающемся сложном (сдвиг с отрывом) разрыве было получено с помощью метода Каньяра в [17] и в обозначениях данной работы с учетом, что сдвиговые компоненты вектора подвижки равны нулю, имеет вид

$$(4.1) \quad U_i = U_i^p + U_i^s, \quad i = x, y, z,$$

$$U^{p,s} = U^{p,s}(x, y, z, t) - U^{p,s}(x, y, z - W, t) - U^{p,s}(x - L, y, z, t - L/v) + U^{p,s}(x - L, y, z - W, t - L/v),$$

$$U_x^p(x, y, z, t) = A \left\{ \left[(1 + \beta_1) \ln_1^p + \frac{\beta_1 \gamma}{2\gamma_p} \text{Ln}_1^p + f_p \right] (H_1^p - H_2^p) + \left[\Gamma_2^p + \frac{\beta_1 \gamma}{2\gamma_p} \text{Ln}_2^p \right] H_2^p \right\},$$

$$U_x^s(x, y, z, t) = -A \{ [\beta_1 \ln_1^s + \gamma \gamma_s \text{Ln}_1^s + f_s] (H_1^s - H_2^s) + [\Gamma_2^s + \gamma \gamma_s \text{Ln}_2^s] H_2^s \},$$

$$U_y^p(x, y, z, t) = A \{ [F_p - \beta_1 \text{arc}_1^p] (H_1^p - H_2^p) + [\Gamma_3^p - \beta_1 \text{arc}_2^p] H_2^p \},$$

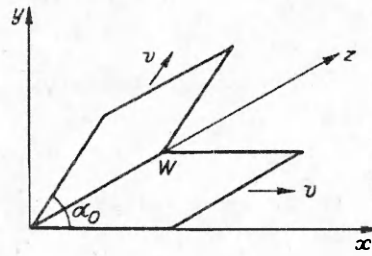
$$U_y^s(x, y, z, t) = A \{ [2\gamma^2 \text{arc}_1^s - F_s] (H_1^s - H_2^s) + [2\gamma^2 \text{arc}_2^s - \Gamma_3^s] H_2^s \},$$

$$U_z^p(x, y, z, t) = A [(\gamma_s^2 + 1) \ln_2^p + \Gamma_4^p] H_2^p,$$

$$U_z^s(x, y, z, t) = -A [\gamma_s^2 \ln_2^s + \Gamma_4^s] H_2^s.$$

Здесь

$$\sin \psi = y/\rho_1, \cos \psi = x/\rho_1, \sin \eta = y/\rho_2, \cos \eta = x/\rho_2,$$



$$\begin{aligned}
\rho_1 &= \alpha_z R, \rho_2 = \alpha_x R, R^2 = x^2 + y^2 + z^2, \gamma = c_p / v, \\
\alpha_x &= \sqrt{1 - v_x^2}, \alpha_z = \sqrt{1 - v_z^2}, v_x = \frac{x}{R}, v_y = \frac{y}{R}, v_z = \frac{z}{R}, \\
\Gamma_1 &= -v_y v_z [\tau v_x (3 - v_x^2) + 2\gamma \alpha_z^2 \tau \alpha_x^{-4}], \\
\Gamma_2^{p,s} &= -\tau v_z [\tau \alpha_x^2 (2v_y^2 - v_y^2 v_z^2 - v_x^2) - 2\gamma v_x (1 + v_y^2) \alpha_z^2 \alpha_x^{-2} \alpha_z^{-4} + 2\gamma \alpha_x^{-1} v_z T_2^{p,s}], \\
\Gamma_3^{p,s} &= -\Gamma_1 - \tau v_y v_z \alpha_x^{-4} [2\gamma (1 + v_x^2) - \tau v_x (3 - v_x^2)] + 2v_y v_z \alpha_x^2 \tau_2 T_2^{p,s}, \\
\Gamma_4^{p,s} &= -\tau [\tau v_x (2v_y^2 - v_x^2 v_z^2 - v_z^2) + 2\gamma (v_z^2 - v_x^2 v_y^2) \alpha_x^{-4} + (v_z^2 - v_y^2) \frac{\tau_2}{\alpha_x^2} T_2^{p,s}], \\
F_{p,s} &= (\tau_1 \sin 2\psi + 2\gamma \sin \psi) T_1^{p,s}, f_{p,s} = (\tau_1 \cos 2\psi + 2\gamma \cos \psi) T_1^{p,s}, \\
\text{arc}_{1}^{p,s} &= \text{arctg} \frac{T_1^{p,s} \sin \psi}{\gamma - \tau_1 \cos \psi}, \text{arc}_{2}^{p,s} = \text{arctg} \left(\frac{\tau_2}{T_2^{p,s}} \text{ctg} \eta \right), \\
\text{Ln}_{1}^{p,s} &= \ln \frac{(\tau_1 \gamma_{p,s} - \gamma T_1^{p,s})^2 \sin^2 \psi + |\beta_{p,s}^2 - (\tau_1 \gamma - \gamma_{p,s} T_1^{p,s}) \cos \psi|^2}{\beta_{p,s}^2 [(\gamma - \tau_1 \cos \psi)^2 + (T_1^{p,s} \sin \psi)^2]}, \\
\text{Ln}_{2}^{p,s} &= \ln \frac{(\gamma_{p,s} - T_2^{p,s} \cos \eta)^2 + \tau_2^2 \sin^2 \eta}{\tau_2^2 + \gamma_{p,s}^2 \sin^2 \eta}, \ln_{1}^{p,s} = \ln \frac{\tau_1 + T_1^{p,s}}{\tau_{p,s}}, \\
\ln_{2}^{p,s} &= \ln [(\tau_2 + T_2^{p,s}) \alpha_x], T_1^{p,s} = \sqrt{\tau_1^2 - \beta_{p,s}^2}, \\
T_2^{p,s} &= \sqrt{\tau_2^2 + \gamma^2 - \beta_{p,s}^2}, \tau = t_c / R, \tau_1 = t_c / \rho_1, \\
\tau_2 &= (t_w - x) \gamma / \rho_2, \beta_p = 1, \beta_s = \beta = c_p / c_s, \\
\gamma_{p,s} &= \sqrt{\gamma^2 - \beta_{p,s}^2}, \beta_1 = 2\gamma^2 - \beta^2, A = B_\alpha / (4\pi \beta^2), \\
H_1^{p,s} &= 2H(z)H(\tau_1 - \beta_{p,s}), H_2^{p,s} = H(\tau - \beta_{p,s})
\end{aligned}$$

(\mathcal{L} — длина разрыва, W — ширина).

Для использования решений (4.1) необходимо определить длину трещин и их характерное раскрытие. Для этого нужно найти радиус зоны Z (рис. 1) и объем образующихся пустот в результате расширения полости с ВВ и роста трещин вокруг нее.

5. Определение длины и среднего раскрытия трещин. Предположим, что внешнее горное давление P_0 действует вдали от полости взрыва, и в дальнейшем будем считать, что в результате конечной стадии развития камуфлетного взрыва шпурового заряда в хрупкой среде в полости взрыва r_1 и внутри выходящей из нее системы, состоящей из n радиальных трещин длины r_3 , имеется некоторое давление продуктов детонации P_1 . Предположим также, что температура продуктов детонации близка к температуре среды. Тогда давление газов может быть определено по объему полости и трещин с помощью газового закона при условии, что известным является объем газов, образовавшихся в результате детонации, при нормальных условиях. Полагая, что длина трещин r_3 много больше радиуса полости r_1 (по крайней мере, $r_3 \geq 3r_1$), в дальнейшем будем считать, что весь объем газов, образовавшихся при детонации заряда ВВ, равен объему пустот, образованному системой n радиальных трещин.

Для определения длины трещин необходимо также ввести добавочное условие, которое описывало бы окончание процесса разрушения, т.е. остановки трещин. Предполагаем, что при завершении процесса развития системы n радиальных трещин каждая из них будет находиться в предельном равновесии и коэффициент интенсивности напряжений K_1 в их вершинах будет равен критическому для остановок трещин K_{1c} . Будем также считать,

что в каждом сечении, перпендикулярном шпуровому заряду (рис. 1), среда находится в состоянии, не отличающемся от плоской деформации.

Дадим вкратце приближенное решение данной задачи, следуя основным положениям подхода, изложенного в [13].

Для определения давления газов P_1 оценим объем полости и трещин. Считаем, что на круге радиуса r_3 , проходящего по вершинам трещин, действует радиальное напряжение величины P_1 . Среда внутри круга ($r < r_3$) будет сжатой всесторонним давлением P_1 . Тогда изменение объема породы внутри круга ($r < r_3$) вдоль длины шпура имеет вид

$$\Delta V_1 = 2\pi P_1 W(1 - 2\nu)(1 + \nu)(r_3^2 - r_1^2)/E,$$

где W — длина шпура (ширина разрывов); ν — коэффициент Пуассона; E — модуль Юнга.

Смещение окружности радиуса r_3 под действием внутреннего давления P_1 и внешнего горного давления P_0 приводит к добавочному изменению объема

$$\Delta V_2 = 2\pi W r_3^2(1 + \nu)[P_1 - 2P_0(1 - \nu)]/E.$$

Общее приращение объема газов из-за расширения полости и раскрытия трещин вдоль длины шпура при $r_3 \geq 3r_1$ оцениваем выражением

$$(5.1) \quad \Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2 = 4\pi W r_3^2(1 - \nu^2)(P_1 - P_0)/E.$$

Неизвестное давление P_1 , входящее в (5.1), найдем из газового закона

$$(5.2) \quad P_1(\pi W r_1^2 + \Delta V) = P_n V_n.$$

Здесь V_n — объем продуктов взрыва при нормальных условиях (давлении $P = P_n$ и температуре $T = T_n$).

Подставляя (5.1) в (5.2), имеем

$$(5.3) \quad P_1 = E[A_1 - 1 + (1 + 2A_2(2F_1 - \bar{P}_0)L^2 + A_1^2)^{1/2}]/(2A_2L^2),$$

где

$$F_1 = P_n V_n / (\pi E W r_1^2); \bar{P}_0 = P_0 / E; L = r_3 / r_1; \\ A_1 = A_2 \bar{P}_0 L^2, A_2 = 4(1 - \nu^2).$$

В случае, когда $r_3 \geq 3r_1$, из (5.3) получаем

$$P_1 = \frac{P_0}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{P_n V_n E}{\pi W (1 - \nu^2) r_3^2}} + P_0^2.$$

Далее для определения длины трещин воспользуемся решением [13] о напряженном состоянии звездообразной системы, состоящей из n равных по длине разрезов, распределенных через одинаковые углы и находящихся под действием внутреннего давления, равного разности давлений газов P_1 и внешнего горного давления P_0 . В случае предельного равновесия имеем условие [13]

$$(5.4) \quad K_1 \approx 2\sqrt{\pi r_3 / n} (P_1 - P_0) = K_{lc}.$$

В безразмерном виде соотношение (5.4) можно представить так:

$$(5.5) \quad \bar{K}_{lc} = 2\sqrt{\pi L / n} (P_1 - P_0).$$

Здесь

$$\bar{K}_{lc} = K_{lc} / (E \sqrt{r_1}); \bar{P}_1 = P_1 / E.$$

Соотношение (5.5) связывает параметры заряда (V_n, r_1) и параметры горной породы (P_0, K_{lc}, E, ν) с длиной трещин r_3 и числом трещин n .

Для $P_0 = 0$ и $r_3 \geq 3r_1$ соотношение (5.4) упрощается:

$$K_{lc} = \sqrt{\frac{P_n V_n E}{W n r_3 (1 - \nu^2)}}, r_3 = \frac{P_n V_n E}{W n K_{lc}^2 (1 - \nu^2)}$$

При определении среднего раскрытия трещин следует отметить, что в [18] было показано, что форма сейсмического излучения несущественно зависит от функции, описывающей скачок перемещения на прямолинейном участке поверхности разрушения, а при равном объеме трещины и дислокационного разрыва форма сейсмического сигнала практически одинакова. Поэтому в дальнейшем будем считать, что среднее значение вектора скачка смещений на каждом из n разрывов одинаково и может быть определено из соотношения

$$B_\alpha^{cp} = \frac{\Delta V}{n r_3 W} = \frac{4\pi r_3}{E n} (1 - \nu^2) (P_1 - P_0)$$

6. Анализ результатов. Полученные выражения полностью характеризуют исследуемую модель и позволяют определять длины и раскрытия радиальных трещин как функцию от параметров среды, заряда ВВ и внешнего горного давления. Так, если в качестве ВВ выбрать гранулит АС-8 с $V_n = 850$ л/кг, $r_0 = 0,024$ м, $W = 2,7$ м, а масса ВВ в шпуре 5 кг, то для мрамора с $E = 3 \cdot 10^{10}$ Па и $K_{lc} = 3$ МПа \cdot м^{1/2} [13] получаем при внешнем горном давлении $P_0 = 1,5 \cdot 10^7$ Па $r_3 = 4,2$ м, а раскрытие $B_\alpha^{cp} = 0,08$ м, когда количество радиальных трещин $n = 4$, и $B_\alpha^{cp} = 0,053$ м, когда $n = 6$.

На рис. 4 приведены графики зависимости величины $L = r_3/r_0$ от параметров среды K_{lc} , полученные по соотношениям (5.3) и (5.5). Кривые 1—4 соответствуют $P_0 = P_0/E = 0; 0,0005; 0,001; 0,002$. Для построения кривых рис. 4 в качестве ВВ брался гранулит АС-8, шпур выбирался длиной 2,7 м, радиус шпура 0,024 м, масса ВВ в шпуре 5 кг. Таким образом, по рис. 4, зная заранее или определяя экспериментально параметры среды, внешнее горное давление и начальный радиус шпура, можно находить длину образующихся радиальных трещин. Верно и обратное: замеряя длины образующихся в результате взрыва радиальных трещин, по рис. 4 можно определять такой важный параметр среды, как K_{lc} .

Далее на рис. 5 приведены теоретические сейсмограммы, построенные по решению (4.1), для количества радиальных трещин $n = 4$ (сплошные линии) и $n = 6$ (штриховые). Длина трещин считалась равной 0,64 м, ширина 2,7 м, раскрытие 0,0015 м, когда $n = 4$, и 0,001 м, когда $n = 6$, скорости их распространения 700 м/с. Скорость $c_p = 2940$ м/с, $c_s = 1650$ м/с. Координаты точки наблюдения: $x = 5$ м, $y = 1$ м, $z = 3$ м (система координат показана на рис. 3).

По рис. 5 можно сделать вывод, что вид получающихся сейсмограмм в большей степени определяется энергией взрыва и параметрами окружающей среды.

Данный алгоритм расчета сейсмического излучения от взрывного источника может быть эффективно использован для оценки сейсмического эффекта

в шахтах при добыче полезных ископаемых, где одновременно взрывают несколько рядов шпуров по той или иной схеме. Далее остановимся на анализе результатов взрывания при одновременном инициировании многих шпуровых зарядов.

Взрывная отбойка руды при слоевых системах разработки производится в основном с использованием порядно-поперечной и порядно-продольной схем инициирования ВВ. На рис. 6 представлена общая схема взрывной

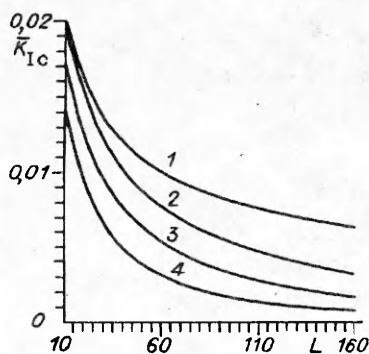


Рис. 4

Рис. 5

отбойки руды при сплошной слоевой системе разработки с закладкой выработанного пространства (*a* — вид сбоку, *б* — вид спереди, *в*, *г* — вид снизу для порядно-продольной и порядно-поперечной схем, *A—A*, *Б—Б* — соответственно вертикальное и горизонтальное сечения выработки, *1* — рудный массив, *2* — закладочный массив, *3* — точки наблюдения, для которых будут рассчитываться сейсмические воздействия).

Для порядно-продольной схемы (рис. 6, *в*) цифрами *1—8* обозначена последовательность инициирования рядов шпуровых зарядов: сначала взрывается первый ряд зарядов, затем второй и т.д. При порядно-поперечной схеме заряды взрывают группами, состоящими из нескольких рядов шпуровых зарядов, в очередности, показанной цифрами на рис. 6, *г*. Время замедления между взрывами рядов и групп зарядов $0,025$ с, расстояние между шпурами $0,9$ м.

Приведенные выше формулы полностью характеризуют одиночный взрывной источник. При проведении буровзрывных работ обычно приходится взрывать сразу большое число шпуровых зарядов (на рис. 6, *в*, *г* представлена общая схема отбойки; обычно количество шпуров вдоль оси *x* равно 24 и общее количество шпуров в слое 24×8 , которые взрывают группами по 24 заряда одновременно с замедлением $0,025$ с). Построение модели взрыва по порядно-продольной и порядно-поперечной схемам также будет опираться на принцип суперпозиции: общее волновое поле, создаваемое взрывом шпуровых зарядов, представляет собой сумму волновых полей, создаваемых каждым шпуром в отдельности. При этом считается, что взрыв одного заряда не влияет на характер протекания взрывного процесса другого заряда. Параметры радиальных трещин, возникающих возле шпура, опре-

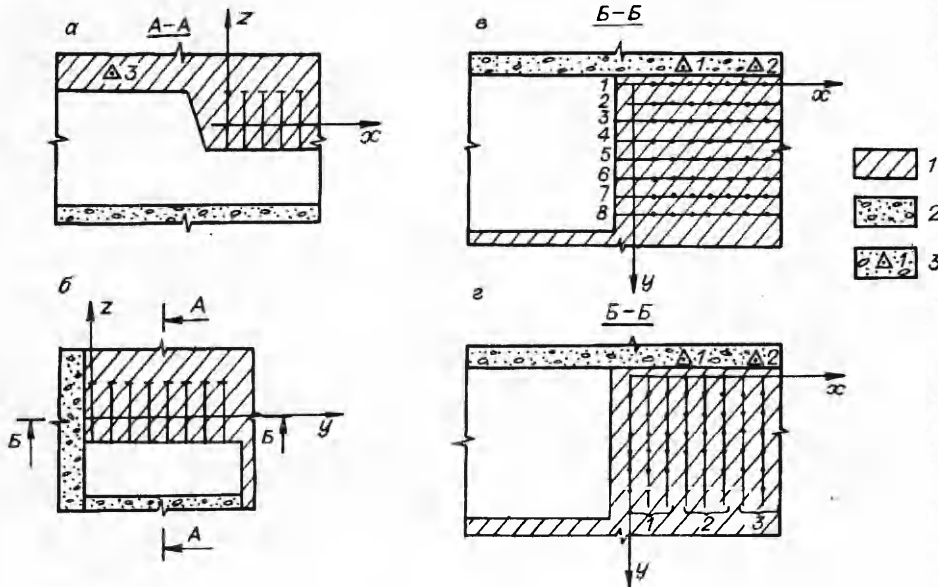
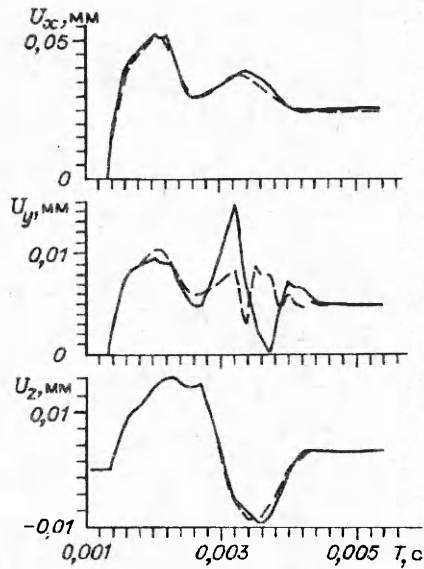
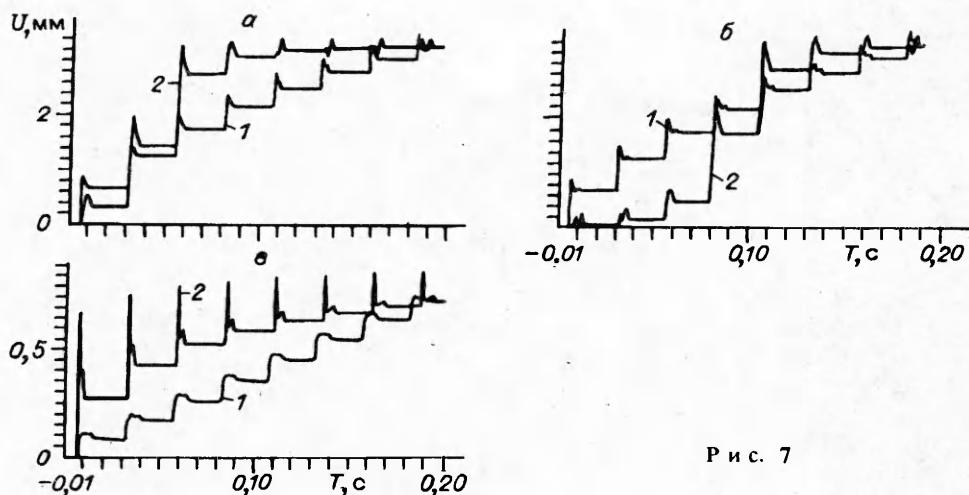


Рис. 6



Р и с. 7

деляются по приведенным выше соотношениям, как если бы это был единственный заряд.

На рис. 7 представлены теоретические сейсмограммы, построенные по решению (4.1) для порядно-продольной и порядно-поперечной схем инициирования зарядов ВВ (кривые 1 и 2 соответственно). Система координат показана на рис. 6. Количество шпуров 24×8 . Координаты точек наблюдения следующие (в метрах): $x = 5,175, y = -1,5, z = 2,65$ (рис. 7, а); $x = 10,35, y = -1,5, z = 2,65$ (б); $x = -5, y = 4, z = 3,7$ (в). Первые две точки наблюдения находятся у границы отбиваемого слоя в закладочном массиве, третья — в кровле. Точки наблюдения показаны на рис. 6 треугольниками и цифрами 1—3.

По рис. 7 можно сделать следующие выводы:

— на теоретических сейсмограммах легко выявить участки, соответствующие приходу сейсмических волн от каждой замедляемой группы (в данном случае их восемь), что позволяет анализировать волновое поле как целиком, так и в отдельности для каждой замедляемой группы;

— величина смещения в массиве (сейсмический эффект) при инициировании зарядов ВВ по порядно-поперечной схеме оказывается больше, чем по порядно-продольной схеме. Это можно наблюдать для общего вектора смещений $U = (U_x^2 + U_y^2 + U_z^2)^{1/2}$.

Второй вывод может иметь немаловажное значение для практики с целью внедрения в производство порядно-продольной схемы, так как по технологическим инструкциям обычно используется порядно-поперечная схема отбойки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. — М.: Наука, 1974.
2. Механический эффект подземного взрыва / Под ред. М.А. Садовского. — М.: Недра, 1971.
3. Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. — М.: Наука, 1975.
4. Азаркович А.Е., Шуйфер М.И., Тихомиров А.П. Взрывные работы вблизи охраняемых объектов. — М.: Недра, 1984.
5. Шемякин Е.И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругопластической среде (к изучению действия взрыва на грунт) // ПМТФ. — 1961. — № 5. — С. 91—99.
6. Корявов В.П. Некоторые представления о зоне и фронте трещин // ДАН СССР. — 1962. — Т. 144, № 6. — С. 1266—1268.
7. Родионов В.Н. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде. — М.: Ин-т горного дела, 1962.
8. Григорян С.С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах // ПММ. — 1964. — Т. 28, вып. 6. — С. 1070—1082.

9. Григорян С.С. Некоторые вопросы математической теории деформирования и разрушения твердых горных пород // ПММ. — 1967. — Т. 31, вып. 4. — С. 643—669.
10. Шер Е.Н. Оценка дробящего действия удлиненного заряда в хрупкой среде // ФТПРПИ. — 1975. — № 1. — С. 88—90.
11. Мартынюк П.А., Шер Е.Н. Некоторые автомодельные задачи о развитии звездчатой трещины в условиях антиплоской деформации // ПМТФ. — 1976. — № 5. — С. 168—174.
12. Шер Е.Н. Пример расчета движения радиальных трещин, образующихся при взрыве в хрупкой среде в квазистатическом приближении // ФТПРПИ. — 1982. — № 2. — С. 40—42.
13. 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.
14. Быковцев А.С., Тавбаев Ж.С. О «звездообразной» системе распространяющихся дислокационных разрывов // ПММ. — 1984. — Т. 48, вып. 1. — С. 163—166.
15. Быковцев А.С., Черепанов Г.П. О моделировании очага землетрясения // ПММ. — 1980. — Т. 44, вып. 3. — С. 557—564.
16. Быковцев А.С. Распространение сложных разрывов с кусочно-постоянными и переменными скоростями вдоль криволинейных и ветвящихся траекторий // ПММ. — 1986. — Т. 50, вып. 5. — С. 804—814.
17. Быковцев А.С., Крамаровский Д.Б. О распространении сложной площадки разрушения. Точное трехмерное решение // ПММ. — 1987. — Т. 51, вып. 1. — С. 117—129.
18. Быковцев А.С. О волновых полях, создаваемых распространяющимися дислокационными разрывами // Экспериментальная сейсмология в Узбекистане. — Ташкент: Фан, 1983. — С. 171—193.
19. Николаевский В.Н. Динамическая прочность и скорость разрушения // Удар, взрыв и разрушение. — М.: Мир, 1981. — С. 166—203.

г. Ташкент

Поступила 7/VIII 1992 г.,
в окончательном варианте — 24/XII 1993 г.

УДК 532.526

Н.М. Терехова

ДИНАМИКА НЕУСТОЙЧИВЫХ КОЛЕБАНИЙ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

До недавнего времени основным рабочим инструментом в важном и практически значимом разделе газовой динамики, связанном с пульсационными процессами в сверхзвуковых струях, были экспериментальные методы. Другие методы, позволяющие глубже проникать в суть возникающих явлений, пока находятся в стадии становления. Это утверждение в полной мере применимо и к методам математического моделирования, что связано не столько с робостью исследователей или с недостаточно развитым математическим аппаратом, сколько с принципиальными трудностями моделирования широкого круга нестационарных газодинамических явлений. По своей сути методы математического моделирования предназначены для того, чтобы обойти непреодолимые трудности точного расчета и в то же время сохранить основные черты истинного решения. Здесь же основная сложность часто заключается в построении правильной физической модели, адекватно описывающей явление или круг явлений, так как в сложном круге взаимосвязанных процессов вычленение какого-либо одного, достаточно простого для численной реализации, часто чревато нарушением причинно-следственных связей истинного процесса.

Но уровень развития экспериментальных методов не вполне отвечает уровню поставленных задач выявления природы пульсаций и связи с про-