

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ДВУОСНОГО ПОЛЯ ГОРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ФОРМУ ЗОНЫ РАЗРУШЕНИЯ ОТ ВЗРЫВА ШНУРОВОГО ЗАРЯДА В ХРУПКОЙ СРЕДЕ

П. А. Мартынюк, Е. Н. Шер

Институт горного дела СО РАН, 630091 Новосибирск

Исследуется влияние двухосного поля внешнего горного давления на деформирование зоны разрушения радиальными трещинами в упруго-хрупкой среде. Рассматриваются достаточно тонкие по сравнению с диаметром взрывной скважины шнуровые заряды ВВ, что позволяет исключить из рассмотрения зону перелома. В начальный момент времени система зародышевых трещин, начинающихся на границе кругового отверстия, предполагается симметричной. Для решения задачи используется аппарат сингулярных интегральных уравнений и σ_φ -критерий разрушения. В квазистатическом приближении проводится пошаговое построение траекторий развития трещин системы в зависимости от параметров внешнего сжимающего поля напряжений. Рассмотрены два идеализированных варианта нагружения системы трещин. Первый, когда газообразные продукты детонации проникают в трещины и давление мгновенно выравнивается во взрывной полости и трещинах, и второй, когда газы не проходят в трещины системы. Показано, что зона разрушения деформируется в эллипс, длинная ось которого ориентирована по направлению наибольшего по модулю сжимающего напряжения, действующего на бесконечности. Оценено влияние вариантов нагружения системы трещин на форму и размеры деформированной зоны разрушения.

Обычно при описании разрушающего действия взрыва в твердой среде используются зонные модели разрушения [1–3], которые в общем случае содержат три зоны: зону перелома, непосредственно примыкающую к заряду ВВ, где среда рассматривается как сыпучая, а напряженное состояние в ней определяется законом Кулона; зону столбчатой упругости, образованную системой радиальных трещин, и внешнюю зону упругой среды. Обычно в зонных моделях внешнее поле напряжений задается одним параметром — противодавлением; поэтому при описании камуфлетного взрыва сосредоточенного или шнурового заряда область разрушения — зона радиальных трещин — в силу симметрии имеет форму шара либо бесконечно длинного цилиндра. Интересно проследить влияние параметров внешнего поля напряжений на форму зоны разрушения, когда внешнее поле задано напряжениями p и q , действующими на бесконечности в ортогональных направлениях. Рассматривается плоский случай — камуфлетный взрыв шнурового заряда ВВ. Предполагается, что шнуровой заряд имеет достаточно малый радиус ($r_0 < R$, R — радиус пробуренной скважины). Это позволяет исключить зону перелома. Вместо двух последующих зон исследуется решение задачи теории упругости о напряженном состоянии упругой плоскости с системой гладких разрезов — трещин, идущих с границы кругового отверстия. Полностью сохраняя обозначения работы [4], кратко напомним основные моменты постановки задачи и сделанные предположения. При решении использовался метод сингулярных интегральных уравнений [5, 6].

Квазистатическая постановка задачи. Рассматривается изотропная упругая плоскость, содержащая N гладких криволинейных разрезов, начинающихся с границы кругового отверстия радиуса R . Предполагается, что на бесконечности действуют однородные сжимающие напряжения интенсивностью p и q в двух взаимно ортогональных

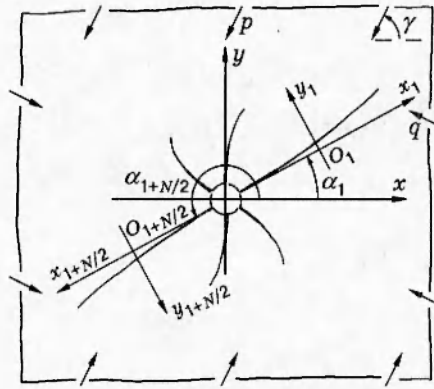


Рис. 1

направлениях. Каждый разрез L_k ($k = \overline{1, N}$) отнесен к своей локальной прямоугольной системе координат $x_k O_k y_k$ (рис. 1), и в этой системе координат его форма задана параметрическим уравнением

$$t_k = \omega_k(\xi) = x_k(\xi) + iy_k(\xi) \quad (|\xi| \leq 1, t_k \in L_k),$$

а в основной — уравнением $T_k(\xi) = e^{i\alpha_k} \omega_k(\xi) + z_k^0$, где α_k — угол между положительными направлениями осей Ox и $O_k x_k$; $(x_k^0; y_k^0)$ — начало координат локальной системы координат в основной; при этом левый конец каждого разреза получается при $\xi = -1$ и выходит на границу отверстия.

Тогда решение первой задачи теории упругости, если на контурах разрезов заданы нормальные и касательные напряжения

$$\sigma_{nk}^\pm + i\sigma_{\tau k}^\pm = p_k^0(t_k) \quad (t_k \in L_k, k = \overline{1, N})$$

(знак плюс относится к верхнему берегу разреза, а минус — к нижнему), сводится к нахождению решения $g'_k(\xi)$ системы из N комплексных сингулярных интегральных уравнений [6]:

$$\frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^N \int_{-1}^1 [R_{kn}(\xi, \eta) g'_k(\xi) + S_{kn}(\xi, \eta) \overline{g'_k(\xi)}] d\xi = P_n(\eta), \quad |\eta| \leq 1 \quad (n = \overline{1, N}). \quad (1)$$

Здесь $g'_k(\xi) = g'_k(t_k) \omega'_k(\xi)$; $g'_k(t_k)$ — производная от скачка смещений:

$$\frac{d}{dt_k} [(u_k + iv_k)^+ - (u_k + iv_k)^-] = \frac{i(1 + \varkappa)}{2\mu} g'_k(t_k);$$

$\varkappa = 3 - 4\nu$; ν — коэффициент Пуассона (плоская деформация); μ — модуль сдвига. Выражения для ядер интегральных уравнений (1) и правой их части выписаны в [4]. Функция $P_n(\eta)$ зависит от формы разрезов, $p_n^0(\eta)$, p , q , σ_0 (σ_0 — давление, действующее в отверстии).

Предполагается, что N — четное число. Данное ограничение носит чисто технический характер, так как в этом случае задача обладает свойством центральной симметрии. Используя симметрию, можно перейти к системе из $N/2$ уравнений типа (1) с ядрами

$$R_{kn}^*(\xi, \eta) = R_{kn}(T_k, T_n) - R_{kn}(-T_k, T_n), \\ S_{kn}^*(\xi, \eta) = S_{kn}(T_k, T_n) - S_{kn}(-T_k, T_n), \quad k, n = \overline{1, N/2}.$$

Известно, что компоненты тензора напряжений имеют корневую особенность в вершинах трещин, поэтому решение системы уравнений ищется в виде $g'_k(\xi) = \varphi_k(\xi)/\sqrt{1-\xi^2}$. Применяя квадратурные формулы Гаусса [5, 6] и свойство симметрии, получим из (1) систему из $n(N/2 - 1)$ линейных комплексных алгебраических уравнений:

$$\sum_{k=1}^{N/2} \sum_{i=1}^{N/2} \left[R_{kj}^*(\xi_i, \eta_m) \varphi_k(\xi_i) + S_{kj}^*(\xi_i, \eta_m) \overline{\varphi_k(\xi)} \right] = 2n P_j(\eta_m) \quad (j = \overline{1, N/2}, \quad m = \overline{1, n-1}). \quad (2)$$

Здесь n определяет порядок аппроксимации решения, а

$$\xi_i = \cos \frac{\pi(2i-1)}{2n} \quad (i = \overline{1, n}), \quad \eta_m = \cos \frac{\pi m}{n} \quad (m = \overline{1, n-1})$$

являются нулями многочленов Чебышева $T_n(\xi) = \cos(n \cos \xi)$, $U_{n-1}(\eta) = \sin(n \cos \eta)/\sqrt{1-\eta^2}$ первого и второго рода соответственно. Дополнительными условиями, замыкающими систему уравнений (2), берем условия [6]

$$\varphi_k(-1) = 0, \quad k = \overline{1, N/2}, \quad (3)$$

которые обеспечивают конечность смещений на левых концах разрезов.

Главные характеристики теории трещин, полностью определяющие поле напряжений в окрестности вершины трещины, — коэффициенты интенсивности напряжений k_1 и k_2 при особенности $(2r)^{-1/2}$ ($r/l \ll 1$, l — длина трещины) — через решение системы (2), (3) для правых вершин трещин даются формулой [6]

$$k_{1k} - ik_{2k} = -\sqrt{|\omega'_k(1)|} \frac{\varphi_k(1)}{\omega'_k(1)}, \quad (4)$$

где

$$\varphi_k(1) = -\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (-1)^j \varphi_k(\xi_j) \operatorname{ctg} \frac{\pi(2j-1)}{4n}; \quad \varphi_k(-1) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (-1)^{j+n} \varphi_k(\xi_j) \operatorname{tg} \frac{\pi(2j-1)}{4n}.$$

Для построения траекторий распространения трещин используется σ_{ϑ} -критерий разрушения [5], согласно которому любая трещина будет развиваться в плоскости, нормальное напряжение к которой максимально. Это направление определяется углом ϑ_* , который отсчитывается от положительного направления касательной, проведенной в вершине трещины, и задается выражением

$$\vartheta_* = 2 \operatorname{arctg} \frac{k_1 - \sqrt{k_1^2 + 8k_2^2}}{4k_2}. \quad (5)$$

Вдоль этого направления коэффициент K_1 при особенности $(2r)^{-1/2}$ в разложении для $\sigma_{\vartheta\vartheta}$ вблизи вершины трещины при $\vartheta = \vartheta_*$ определяется выражением

$$K_1 = \frac{1}{4} \cos^3 \left(\frac{\vartheta_*}{2} \right) \left[k_1 + 3\sqrt{k_1^2 + 8k_2^2} \right], \quad (6)$$

с использованием которого условие предельного равновесия определяется равенством $K_1 = K_{Ic}/\sqrt{\pi}$, где K_{Ic} — критическое значение коэффициента интенсивности напряжений. Кроме того, будем считать, что при $k_1 \leq 0$ трещина не развивается — ее берега налегают друг на друга.

Схема квазистатического развития системы трещин состоит в следующем. На каждом шаге продвижения трещин решается соответствующая статическая задача (2), (3), и по формулам (4) находятся коэффициенты интенсивности напряжений k_{1k}^+ , k_{2k}^+ ($k = \overline{1, N/2}$)

в вершине каждой трещины. Затем по формулам (5) и (6) определяются v_{*k} и $K_1^{(i)}$, позволяющие построить форму приращенной трещины [6, 7]. С применением формулы [8]

$$v_k = \begin{cases} v_0(1 - e^{-\alpha_0\beta}), & \beta > 0, & K_1 > 0, & \alpha_0 = \text{const}, \\ 0, & \beta \leq 0, & \beta = \frac{K_1}{K_{1c}} - 1 \end{cases}$$

находятся скорости каждой трещины в данный момент времени и определяется для них шаг приращения δ_k за промежуток времени $\Delta t = h_t 2R/v_0$ (h_t — параметр, меняющий шаг по времени) для расчета их траекторий в виде

$$\delta_k = v_k \Delta t / R = 2h_t v_k / v_0, \quad k = \overline{1, N/2}.$$

Таким образом, строятся квазистатические траектории роста трещин. Квазистатика в этом смысле означает, что на каждом шаге продвижения трещины учитывается только изменение локального поля напряжений в окрестности вершины трещины, вызванное ее продвижением и искривлением, и пренебрегается влиянием динамических факторов. Некоторым обстоятельством, оправдывающим такой подход, являются результаты сравнения расчетных форм траекторий трещин с экспериментальными, полученными при расклинивании образцов из органического стекла, где скорости роста трещин были порядка 300 м/с. Расчетные траектории весьма удовлетворительно совпали с экспериментальными [9].

При реализации пошагового построения траекторий трещин необходим соответствующий алгоритм пересчета давления в отверстии. Для газов в полости взрыва принимается закон изменения давления по двухзвенной адиабате типа Джонса — Миллера [10] с показателями адиабаты $\gamma_1 = 3$ и $\gamma_2 = 1,27$ в виде

$$p(V) = \begin{cases} p_{00} \left(\frac{V_{00}}{V} \right)^{\gamma_1}, & V \leq V_*, \\ p_{00} A \left(\frac{V_{00}}{V} \right)^{\gamma_2}, & V > V_* \end{cases} \quad (7)$$

($V_* = k^2 V_{00}$, $A = k^{-3,46}$). Число k , характеризующее точку перехода от показателя γ_1 к γ_2 , будем находить из следующих соображений. Любое промышленное ВВ определяется основными показателями: $q_{ВВ}$ — удельная энергия, ккал/кг; ρ — плотность, кг/м³; ξ — газовыделение, л/кг. Часть энергии заряда ВВ уносится с ударной волной. Обозначим через η ($0 < \eta \leq 1$) ту часть энергии заряда, которая идет на деформирование упругой среды. Приравняв эту энергию к работе газов, совершаемой ими до величины $V = V_k$, соответствующей $p_k = 10^5$ Па, на единицу длины заряда получим

$$\eta V_{00} \rho q_{ВВ} = \int_{V_{00}}^{V_*} p(V) dV + \int_{V_*}^{V_k} p(V) dV = \frac{1}{2} (p_{00} V_{00} - p_* V_*) + \frac{1}{\gamma_2 - 1} (p_* V_* - p_k V_k), \quad (8)$$

где $p_* = p_{00} k^{-6}$, $V_* = k^2 V_{00}$; $p_k = p_{00} k^{-3,46} \xi_0^{-1,27}$; $V_k = \xi_0 V_{00}$; $\xi_0 = \xi \rho_0$; ρ_0 , г/см³.

Используя эти соотношения, уравнение (8) запишем в виде

$$\eta \rho q_{ВВ} = p_k k^{3,46} \xi_0^{1,27} \left[0,5(1 - k^{-4}) + \frac{k^{-4} - k^{-3,46} \xi_0^{-0,27}}{0,27} \right]. \quad (9)$$

После решения уравнения (9) находим значение k , входящее в адиабату (7). Зная k и газовыделение ξ , находим $p_{00} = 10^5 k^{3,46} \xi_0^{1,27}$ Па. Например, для гранулолола по справочнику [11] $q_{ВВ} = 710$ ккал/кг, $\xi = 750$ л/кг, $\rho = 10^3$ кг/м³; тогда из уравнения (9) получим $k = 1,96$, $p_{00} = 46 \cdot 10^8$ Па при $\eta = 1$; $k = 1,29$, $p_{00} = 10,8 \cdot 10^8$ Па при $\eta = 0,5$.

В [4] рассмотрены два предельных варианта: отсутствие забойки и неподвижная забойка, отвечающая длине заряда $L_z \rightarrow \infty$. Истечение газов учитывается в квазиустановившемся приближении. Исследованы два идеализированных случая:

1) продукты детонации не проникают в трещины — нормальные напряжения на границе кругового отверстия $\sigma_{rr} = -p(V)$, где $p(V)$ определяется равенством (7);

2) происходит мгновенное перераспределение давления газов в полости и трещинах по адиабате.

Во втором случае, когда газы проходят в трещины при $\sigma_0 = p_k^i = p^0$ ($k = \overline{1, N/2}$), используются аппроксимирующие формулы для объема трещин, приходящегося на единицу длины заряда:

$$V = \pi R^2 \frac{4(1 - \nu^2)}{E} \frac{2}{N} \sum_{k=1}^{N/2} (p^0 + P_{0k}) L_k (b_1 + b_2 L_k), \quad P_{0k} = \frac{p + q}{2} - \frac{p - q}{2} \cos(\pi - 2\alpha_k). \quad (10)$$

Здесь E — модуль упругости среды; $L_k = l_k/R$ — безразмерная длина k -й трещины; b_1, b_2 — коэффициенты, зависящие от числа трещин (их значения приведены в [4]); α_k — угол наклона хорды, соединяющей начало и конец k -й трещины к оси Ox . Формула (10) получена в предположении, что трещины прямолинейны и одинаковой длины. При расчетах в качестве длины трещины бралась длина хорды, соединяющей ее концы. Кроме того, если какая-то трещина из системы останавливалась, то расчет продолжался с первоначально выбранным N , т. е. коэффициенты b_1 и b_2 не менялись. Подробное описание алгоритма пересчета давления и необходимые формулы приведены в [4]. Отметим, что при симметрии ($p = q$) размер зоны радиальных трещин в первом случае примерно на порядок меньше, чем во втором, когда газы проходят в трещины. Но во втором случае необходимую точность численного решения реализовать проще — решение быстрее сходится к точному при увеличении числа узловых точек n , это связано с тем, что нагрузка по длине трещины постоянна.

Результаты расчетов деформации зоны трещин и их анализ. Предполагается, что после детонации заряда в стенках скважины образуется первоначальная система из четного числа прямолинейных зародышевых трещин длиной $l_0 = 2R$. Таким образом, в начальный момент имеется система из N равномерно распределенных по окружности прямолинейных трещин. Положение этой системы относительно сжимающих напряжений, действующих на бесконечности, определяется углом α_1 (рис. 1). Считается, что газы проходят в трещины. В качестве ВВ применялся гранулотол, и предполагалось, что 50% энергии ВВ уносится ударной волной.

В численных расчетах использовались данные, характерные для песчаника, и следующие исходные параметры: $\sigma_s = 10^8$ Па — предел прочности на сжатие, $E = 3 \cdot 10^{10}$ Па, $\nu = 0,3$, $K_{Ic} = 3$ МПа \cdot м^{1/2}, $R = 0,05$ м, $\alpha_0 = 1$, $v_0 = 650$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $r_0 = 0,019$ м, $L_z = 5$ м, $q_{ВВ} = 710$ ккал/кг, $\xi = 750$ л/кг, $\eta = 0,5$, $k = 1,29$, $p_{00} = 10,8 \cdot 10^8$ Па. Такой выбор параметров радиуса заряда r_0 и его длины позволяет в данной постановке с достаточной точностью рассчитывать движение трещин до их остановки. Расчеты проводились для $N = 2 \div 10$, ниже приводятся результаты, отвечающие $N = 6$. Если $p = q = q_0$, то трещины в силу симметрии распространяются прямолинейно. Приведем значения R_0 — конечных размеров зоны радиальных трещин, полученные при различных значениях противодавления q_0 :

$$\begin{aligned} -q_0 &= 5,0; 10,0; 20,0; 25,0 \text{ МПа,} \\ R_0/R &= 138; 82,3; 36,5; 22,0. \end{aligned}$$

Для того чтобы проиллюстрировать, как меняется форма зоны разрушения системой трещин, проведены подробные расчеты при $N = 6$ различных p и q , отличающихся по

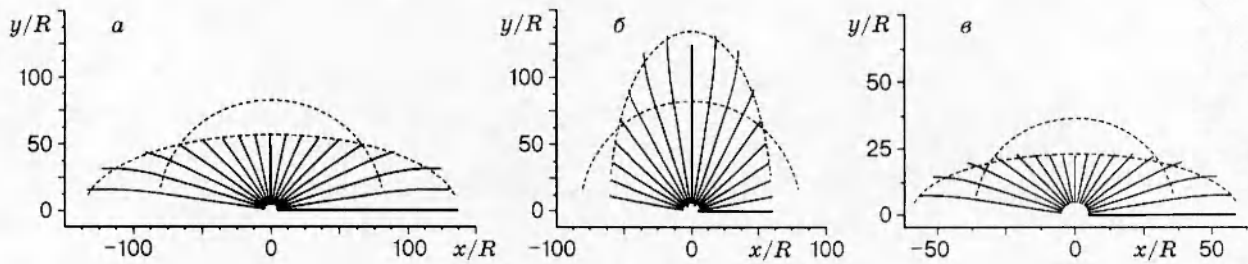


Рис. 2

модулю от выбранных значений p на величину $\pm 10\%$, и $\alpha_1 = 0$, $\alpha_1 = \pi/6$. Это позволило получить максимальные размеры зоны трещин a_0 и b_0 при различных p , q в двух характерных взаимно перпендикулярных направлениях. Окончательные размеры таких зон будут зависеть от числа трещин, которое в этих зонах в реальных условиях достаточно большое, но качественное поведение деформирования зоны разрушения системой трещин в зависимости от отношения q/p будет описываться представленными расчетами, так как при изменении N от 2 до 10 основные особенности формирования зоны трещин сохраняются.

На рис. 2, *а* сплошными линиями изображены траектории трещин при $p = -10$ МПа, $q = -10,7$ МПа и $\alpha_1 = 0$; 10; 20; 30; 40; 50°, а штриховыми — часть окружности радиуса $R_0/R = 82,3$ и часть эллипса с полуосями $a_0/R = 136$ и $b_0/R = 56,5$. На рис. 2, *б* показаны аналогичные траектории при $p = -10$ МПа, $q = -9,5$ МПа, $a_0/R = 61$, $b_0/R = 134,5$. Видно, что при $p \neq q$ зона разрушения системой трещин может быть ограничена эллипсом, который полностью определяется параметрами a_0 и b_0 , так как при повороте начальной системы трещин на любой угол α_1 трещины достаточно точно вписываются в данный эллипс. Аналогичная картина представлена на рис. 2, *в*, где траектории трещин рассчитаны при $p = -20$ МПа и $q = -21$ МПа, а $R_0/R = 36,5$, $a_0/R = 60$, $b_0/R = 23$. Действительно, как было отмечено в [4], такая система трещин, расположенная в поле сжимающих напряжений, стремится расти в направлении наибольшего по модулю сжимающего напряжения, действующего на бесконечности, тормозится и проходит меньшие расстояния в перпендикулярном направлении.

На рис. 3 приведена типичная зависимость изменения скоростей трещин системы от их длины при $p = -20$ МПа, $q = -21$ МПа, $\alpha_1 = 20^\circ$. Линии 1–3 соответствуют номеру трещины, который отсчитывается от горизонтальной оси против часовой стрелки. Трещины в начальный период движения как бы разгоняются, и это характерно для всех расчетов, когда газ проходит в трещины.

На рис. 4 представлены основные результаты расчета параметров эллипса разрушения a_0/R и b_0/R в зависимости от отношения q/p ($p = -10$ и -20 МПа — линии 1 и 2). Отметим, что при $q/p \approx 1,1$ отношение $a_0/R \approx 1,75$, а b_0/R уменьшается с ростом модуля p ; так, при изменении p от -5 до -25 МПа $b_0/R = 0,63 \div 0,18$. Таким образом, с увеличением $|p|$ при неизменном отношении $q/p > 1$ эллипс становится более узким — значение b_0/a_0 уменьшается. В противоположном случае ($q/p \approx 0,9$) с увеличением $|p|$ значение b_0/R слабо возрастает, а a_0/R уменьшается. В этом случае с увеличением модуля p эллипс, разрушенный системой трещин, вытягивается в вертикальном направлении — отношение $b_0/a_0 \approx 3 \div 8$ при изменении p от -5 до -25 МПа. Отметим, что резкое изменение этого отношения начинается при $|p| > 20$ МПа. Если $p = -5 \div -20$ МПа, то при $q/p = 0,9; 1,1$ отношения $b_0/a_0 = 3 \div 3,8$ и $a_0/b_0 = 3 \div 4$. Таким образом, имеется сильная зависимость формы зоны разрушения системой трещин от относительной разности

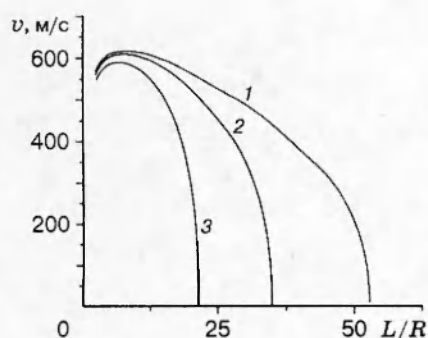


Рис. 3

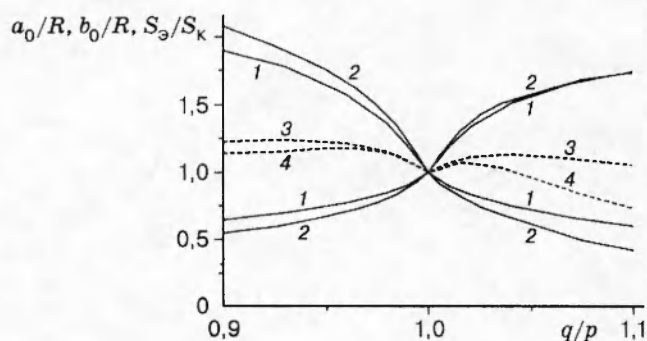


Рис. 4

сжимающих напряжений, действующих на бесконечности. Так, при $(q-p)/p \approx \pm 0,1$ круг деформируется в эллипс с отношением полуосей $3 \div 4$ при $p = -5 \div -20$ МПа, где бóльшая полуось направлена по направлению наибольшего по модулю сжимающего напряжения.

Площадь эллипса разрушения S_3 , отнесенная к площади круга S_k (при $p = q$), приведена в зависимости от q/p на рис. 4 линиями 3 и 4 ($p = -10$ и -20 МПа). Отметим, что, как следует из рис. 4, максимальный объем разрушения системой трещин соответствует не условию $p = q$, а достигается слева и справа от $p = q$, причем слева ($|q| < |p|$) он больше. Так, при $p = -10$ МПа и $q = -9,3$ МПа площадь эллипса больше площади круга (при $p = q = -10$ МПа) примерно на 24%, а при $q = -10,4$ МПа — на 13%. С увеличением $|p|$ значения относительных максимумов уменьшаются, а их положение приближается к положению $p = q$.

Естественно, если сохраняется удельная энергия ВВ, а меняется газовыделение ξ , то с ростом ξ зона разрушения радиальными трещинами должна увеличиваться. В табл. 1 приведены значения ξ , p_{00} , k (параметров адиабаты (7)), найденные из уравнения (9), и относительные радиусы зоны радиальных трещин R_i/R ($i = 1, 2, 3$), соответствующие $p = q = -10; -20; -25$ МПа, рассчитанные по данной схеме при $q_{ВВ} = 710$ ккал/кг и $\eta = 0,5$.

Из самой постановки задачи следует, что вся деформация зоны разрушения определяется величиной $p - q$. Можно ожидать, что обнаруженный эффект такой сильной зависимости деформирования зоны разрушения от отношения q/p связан только с предположением о проникании газов в трещины. Действительно трещины, распространяющиеся в направлении, близком к нормальному, относительно направления действия максимального сжимающего напряжения, быстрее достигают предельного равновесия и тормозятся под действием внешнего поля, но это влияние не так велико. Более сильным оказывается влияние длинных трещин на короткие через давление. Большие трещины имеют больший объем, и их развитие быстро снижает давление в полости, что дополнительно тормозит распространение коротких трещин. Поэтому длинные трещины и будут преимущественно развиваться, а зона разрушения будет вытягиваться в направлении максимального сжимающего напряжения, действующего на бесконечности. За счет такого механизма перерас-

Таблица 1

ξ , л/кг	p_{00} , МПа	k	R_1/R	R_2/R	R_3/R
700	1872	1,42	76,0	30,5	14,6
750	1082	1,29	82,3	36,5	22,0
800	635	1,08	88,5	41,5	27,7

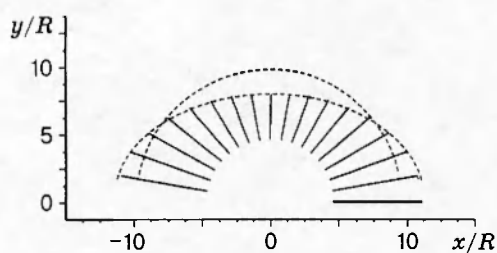


Рис. 5

Таблица 2

p , МПа	q/p	a_0/R	b_0/R	a_0/b_0	b_0/a_0
-2,50	0,80	8,5	12,7	0,67	1,49
-2,50	0,90	9,1	11,2	0,81	1,23
-2,50	1,00	9,8	9,8	1,00	1,00
-2,50	1,10	10,6	8,7	1,22	0,82
-2,50	1,20	11,2	7,9	1,42	0,70

пределения объема газа и происходит столь сильное деформирование зоны разрушения.

В предположении, что газы не проходят в трещины системы, выполнены дополнительные расчеты для выяснения влияния проникания газов на степень деформирования зоны разрушения. На рис. 5 изображена картина расчетных траекторий трещин (аналогичная представленным на рис. 2) при $r_0 = 0,03$ м, $p = -2,5$ МПа, $q = -3,0$ МПа и прежних значениях остальных параметров. Штриховыми линиями нанесены дуги окружности $R_0 = 9,8R$ ($p = q = -2,5$ МПа) и эллипса с полуосями $a_0 = 11,5R$, $b_0 = 8R$. В этом варианте нагружения при отличии q от p на 20% $a_0/b_0 \sim 1,4$. В табл. 2 приведены результаты расчетов, дающие представление о зависимости размеров эллипса от соотношения p и q .

Если газообразные продукты детонации не проходят в трещины, то конечное состояние деформированной системы трещин в первом приближении, когда q сравнительно мало отличается от p , определяется средним противодействием, а длины полуосей эллипса разрушения меняются пропорционально $|p - q|$, причем приращение длинной полуоси происходит примерно в 2 раза быстрее, чем короткой.

Полученные результаты позволяют оценить степень влияния различных параметров задачи на форму и размеры зоны разрушения системой трещин, развивающихся с границы взрывной полости.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Ромашев А. Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.
2. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974.
3. Мартынюк П. А., Шер Е. Н. Оценка размеров зоны радиальных трещин, образующихся при камуфлетном взрыве шнуrowого заряда в хрупкой среде // ПМТФ. 1984. № 4. С. 127-132.
4. Башеев Г. В., Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О влиянии направления и величины внешнего поля напряжений на форму траекторий развития звездчатой системы трещин // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 5. С. 147-159.
5. Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацышин А. П. Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. Киев: Наук. думка, 1971.
6. Саврук М. П. Двумерные задачи упругости для тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1971.
7. Алексеева Т. Е., Мартынюк П. А. Траектории выхода трещин на свободную поверхность // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1991. № 2. С. 15-25.

8. Шер Е. Н. Пример расчета движения радиальных трещин, образующихся при взрыве в хрупкой среде в квазистатическом приближении // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1982. № 2. С. 40–42.
9. Ефимов В. П., Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О траекториях выхода трещин на свободную поверхность при расклинивании // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 142–152.
10. Чедвик П., Кокс А., Гопкинсон Г. Механика глубинных подземных взрывов. М.: Мир, 1966.
11. Поздняков З. Г., Росси Б. Д. Справочник по промышленным взрывчатым веществам и средствам взрывания. М.: Недра, 1977.

Поступила в редакцию 6/VI 1996 г.
