

УДК 624.1525 539.8

СОСРЕДОТОЧЕННЫЙ ВЗРЫВ В УПРУГОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

О.В.Буряков, В.Ф.Куропатенко, Н.И.Шипилин

Приводится точное решение задачи о напряжениях в упругом полупространстве, возникающих при точечном взрыве. Компоненты напряжений выражены в виде квадратур, допускающих их простой счет. Результаты расчета иллюстрируются графиками, изображающими изменение напряжений во времени в различных точках среды и распределение в пространстве в различные моменты времени. Полученное поле напряжений используется для определения конфигураций областей возможного разрушения грунта при камуфлетном взрыве.

Введение

При проведении камуфлетных взрывов в горных породах весьма актуальной является задача математического прогнозирования механического эффекта взрыва. Известно [1 - 5], что объем разрушенной при взрыве породы существенно зависит от расположения заряда в горном массиве. Глубина заложения заряда влияет на взаимное расположение зоны раздавленной породы в головной ударной волне и зоны разрушенной породы после отражения ударной волны от свободной поверхности. При достаточно больших глубинах эти области могут быть отделены друг от друга. С уменьшением глубины взрыва они сближаются и при некоторой глубине смыкаются, образуя одну область разрушения.

Для предсказания размеров зоны раздавливания имеются достаточно точные для практики эмпирические зависимости (см. [4, 5]) и расчетные схемы [5-7]. Не так обстоит дело с предсказанием и расчетами зон откольного разрушения. Оценка размеров и конфигурации области откольного разрушения при взрыве в рамках модели среды как прочной жидкости имеется в работах [8, 9].

Задача о взрыве в твердом теле, заложившем полупространство (с некоторым прибли-

жением), может быть сведена к задаче об источнике, действующем внутри упругого полупространства. Последняя рассматривалась в работах [10 - 12]. В этих работах в основном изучаются смещения свободной поверхности полупространства.

Попытки изучения поля напряжений и анализа возможного разрушения среды при взрыве в твердом теле вблизи свободной поверхности, в приближении линейной теории упругости имеются в работах [13 - 18].

Общим недостатком этих работ является использование источника, квадратного взрыва.

В отличие от упомянутых работ в данной статье используется источник в форме, предложенной в работе [19], а численные значения параметров источника подбираются так, чтобы наилучшим образом описать зависимости смещений и напряжений от времени на некоторой сфере в области упругих напряжений. Эти зависимости берутся либо из натуральных экспериментов, либо получаются из расчетов на ЭВМ с помощью сложных математических моделей взрыва. Для такого источника получены формулы для напряжений в упругом полупространстве и с привлечением критерия хрупкого разрушения рассчитаны конфигурации зон возможного откольного разрушения, объ-

емы разрушений в скальной породе при сильном взрыве.

1. Взрыв в безграничной упругой среде

При взрыве с концентрацией энергии ≈ 10 кДж/г в скальной породе возникает ударная волна, давление в которой имеет величину нескольких сотен тысяч атмосфер. Под действием столь больших давлений и расходящегося движения среды возникает котловая (или камуфлетная) полость, заполненная продуктами взрыва (ПВ). Слои породы, прилегающие к поверхности полости раздавливаются, а более удаленные от заряда — растрескиваются. Далее, вне зоны растрескивания, простирается область неразрушенной породы.

При сильном взрыве с концентрацией энергии $\sim 10^3 \div 10^4$ кДж/г пары грунта, смешиваясь с продуктами взрыва, заполняют котловую полость взрыва. Непосредственно к полости прижимается зона, в которой грунт плавится. Давление и скорости деформирования здесь еще настолько велики, что составляющими девиатора тензора напряжений и скоростей деформаций можно пренебречь по сравнению с шаровыми частями этих тензоров. Это гидродинамическая стадия явления.

По мере распространения ударной волны от центра взрыва давление в грунте падает и наступает момент, когда дальше уже невозможно игнорировать тензорный характер напряжений и деформаций. Большая работа касательных напряжений на деформациях сдвига приводит к раздавливанию грунта в условиях сжатия. Зона раздавленного грунта простирается от центра взрыва приблизительно на расстояние $r_p \approx 2r_n$, где r_n — радиус камуфлетной полости [4, 5]. Сам же радиус камуфлетной полости имеет величину $r_n \approx 2r_0$, где $r_0 = (E/\rho c_p^2)^{1/2}$ — динамическая длина взрыва; E — энергия взрыва; ρ — плотность грунта; c_p — скорость распространения продольных возмущений в грунте.

Зона раздавленного грунта переходит в зону трещиноватого грунта. Радиус этой зоны приблизительно в два раза превосходит радиус зоны раздавливания, т.е.

$$r_p \approx 2r_{pp} \approx 4r_n.$$

Далее идет область неразрушенного скального грунта, в которой поведение грунта можно рассматривать уже как идеально упругое.

При сосредоточенном взрыве в упругой среде генерируются, вообще говоря, волны обоих возможных типов — продольные и поперечные. Это обстоятельство обусловлено неоднородностью среды и отклонениями от условий сферической симметрии в очаге взрыва.

Будем пренебрегать отклонениями в движении среды при взрыве от сферической симметрии и предполагать среду однородной.

Изудаваемую взрывом упругую волну, следуя работе [19], будем описывать продольным потенциалом перемещений $\varphi_0(R, t)$ следующего вида:

$$\begin{aligned} \varphi_0(R, t) &= A \frac{f\left[\frac{t}{t_0} \left(t - \frac{R}{c_p}\right)\right]}{R}; \\ f(x) &= 1 - e^{-x} \left(1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} - Bx^4\right); \\ x &= \frac{t}{t_0} \left(t - \frac{R}{c_p}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

где A, B — постоянные; t — время; t_0 — характерное время; R — расстояние до центра взрыва; f — форма волны.

В соответствии с данными эксперимента потенциал, смещение, скорость и ускорение на фронте упругой волны, излучаемой взрывом, меняются непрерывно. Кроме того, после взрыва в среде возникают остаточные смещения и напряжения. Чтобы учесть эти обстоятельства на функцию $f(x)$ накладывают требования

$$f(0) = f'(0) = f''(0) = f'''(0) = 0, \quad f(\infty) = 1. \quad (2)$$

Потенциалу (1) придадим более удобный для наших целей вид. Для этого введем безразмерные переменные:

$$\bar{t} = \frac{t}{t_0}; \quad \bar{R} = \frac{R}{c_p t_0}; \quad \bar{\varphi}_0 = \frac{\varphi_0}{\chi(c_p t_0)^2}; \quad \chi = \frac{A}{(c_p t_0)^3}.$$

В новых переменных (черту над ними с целью упрощения записи писать не будем) потенциал (1) примет вид

$$\varphi(R, t) = - \frac{f(\bar{t} - \bar{R})}{R}. \quad (3)$$

Смещения, скорости и напряжения в упругой волне, излучаемой взрывом, даются следующими формулами:

$$\begin{aligned} U &= \frac{u}{\chi c_p t_0} = \frac{f(x)}{R^2} + \frac{f'(x)}{R}; \\ V &= \frac{v}{\chi c_p} = \frac{f'(x)}{R^2} + \frac{f''(x)}{R}; \\ \sigma_r &= \frac{\sigma_{rr}}{\chi c_p^2 \rho} = -2\gamma^2 \left[\frac{2f(x)}{R^3} + \frac{2f'(x)}{R^2} + \frac{1}{2\gamma^2} \frac{f''(x)}{R} \right]; \\ \sigma_\theta &= \frac{\sigma_{\theta\theta}}{\chi c_p^2 \rho} = 2\gamma^2 \left[\frac{f(x)}{R^3} + \frac{f'(x)}{R^2} - \frac{1-2\gamma^2}{2\gamma^2} \frac{f''(x)}{R} \right]; \\ \sigma'_\varphi &= \sigma'_\theta. \end{aligned}$$

Как отмечается в работе [20], постоянная A в (1) выражается через остаточный, вытесненный при взрыве объем V_0 формулой

$$A = V_0 / 4\pi.$$

Так как вытесненный объем пропорционален объему камуфлетной полости V_n , т.е.

$$V_0 = \kappa V_n = \kappa \frac{4}{3} \pi r_n^3,$$

где κ — коэффициент пропорциональности ($\kappa < 1$), то для безразмерной постоянной χ получается

следующее выражение:

$$x = \kappa \frac{1}{3} \left(\frac{z_n}{c_p t_0} \right)^3.$$

Характерный размер $c_p t_0$ близок по величине к радиусу зоны радиальных трещин r_{rp} . Последний для крепких горных пород имеет значение [21]

$$r_{rp} = (3 \div 7,5) z_n.$$

Таким образом, для крепких горных пород получаем следующую оценку величины x :

$$x = 10^{-2} \div 10^{-3}.$$

2. Взрыв в упругом полупространстве

Пусть источник (3) действует в точке $z = z_0$ упругого полупространства $z \geq 0$, отнесенного к цилиндрической системе координат (r, θ, z) (рис. 1.)

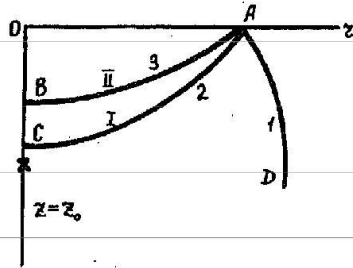


Рис. 1.

До выхода волны на свободную поверхность $z = 0$, все величины зависят только от времени t и расстояния $\rho_1 = \sqrt{z^2 + (z - z_0)^2}$ до центра взрыва. После выхода движение среды становится цилиндрически-симметричным, не зависящим от угловой координаты θ . Все величины, характеризующие движение, будут функциями от t, r, z .

В каждый момент времени $t > 0$ часть полупространства, охваченная движением, состоит из трех областей (см. рис. 1): 0 - падающей волны; 1 - отраженной продольной волны; 2 - отраженной поперечной волны. Положение фронтов 2 и 3 отраженных волн определяется с помощью принципа Гюйгенса, как положение огибающих элементарных волн, генерируемых точками свободной поверхности.

Решение в области 0 определяется потенциалом поля смещений, создаваемых источником (3):

$$\varphi(z, z, t) = \varphi_0(z, z, t) = -\frac{f(t - \rho_1)}{\rho_1}, \quad (4)$$

где $\rho_1 = (r^2 + z_1^2)^{1/2}$; $z_1 = z_0 - z$.

В области 1 (за фронтом отраженной волны)

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1,$$

где φ_1 - потенциал поля упругих смещений в отраженной продольной волне, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2}. \quad (5)$$

В области II, между фронтом поперечной волны и свободной поверхностью, введем потенциал ψ поля смещений, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\psi}{r^2}, \quad (6)$$

где $\gamma = \frac{c_s}{c_p}$, c_s - скорость распространения поперечных волн.

Потребовав, чтобы на свободной поверхности вектор напряжений был равен нулю, получим два граничных условия для φ_1 и ψ при $z = 0$

$$\left(\frac{1}{r^2} - 2 \right) \frac{\partial^2 (\varphi_0 + \varphi_1)}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 (\varphi_0 + \varphi_1)}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0; \quad (7)$$

$$2 \frac{\partial^2 (\varphi_0 + \varphi_1)}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (8)$$

Поскольку до начала взрыва движение среды отсутствует, то начальные данные для φ_1 и ψ имеют вид

$$\varphi_1 = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \psi = \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0, \quad t = 0, \quad r \geq 0, \quad z \geq 0. \quad (9)$$

Поставленная математическая задача (4) - (8) аналогична задаче Лэмба для упругого полупространства [10].

Интегральное представление решения (4) - (8) можно получить с помощью преобразования Фурье-Бесселя по r и Лапласа по t [10]. Опуская промежуточные выкладки, приводим решение задачи (4) - (8)

$$\varphi_0(r, z, t) = \int_0^\infty k J_0(kr) \left[\frac{1}{2\pi i} \int_\Gamma \chi(z, k, \xi) d\xi \right] dk; \quad (10)$$

$$\psi(r, z, t) = \int_0^\infty k J_1(kr) \left[\frac{1}{2\pi i} \int_\Gamma \psi(z, k, \xi) d\xi \right] dk, \quad (11)$$

где

$$\chi(z, k, \xi) = \frac{(2 + \xi^2)^2 + 4\alpha\beta}{(2 + \xi^2)^2 - 4\alpha\beta} F(\gamma k \xi) e^{k(r\xi - \alpha z_0)};$$

$$\psi(z, k, \xi) = \frac{4(z + \xi^2)}{(2 + \xi^2)^2 - 4\alpha\beta} F(\gamma k \xi) e^{k(r\xi - \alpha z_0 - \beta z)};$$

$$\alpha = \sqrt{1 + \gamma^2 \xi^2}, \quad \beta = \sqrt{1 + \xi^2}, \quad \operatorname{Re} \alpha > 0, \quad \operatorname{Re} \beta > 0 \quad \text{при} \quad \xi > 0;$$

$J_0(kr)$, $J_1(kr)$ - функции Бесселя; $F(\gamma k \xi)$ - изображение по Лапласу функции источника $f(t)$: $F(\gamma k \xi) \equiv F(s) \equiv f(t)$; Γ - контур интегрирования в формуле обратного преобразования Лапласа.

Подынтегральные функции в формулах (10) и (11) являются регулярными функциями на комплексной плоскости, за исключением осей -

ных точек $\xi_5=0, \xi_{4,6}=\pm i\gamma$ ($0 < \gamma < 1$), являющихся полюсами, и точек $\xi_{3,4}=\pm i, \xi_{5,6}=\pm i/\gamma$, являющихся точками ветвления. Однозначные ветви этих функций выделены условиями $\operatorname{Re} \alpha > 0, \operatorname{Re} \beta > 0$ при $\xi > 0$.

Величина $\nu^2 = \nu^2(\gamma)$ является корнем уравнения Реллея $(2-\nu^2)^2 - 4\sqrt{1-\gamma^2} - \nu^{2*} \times \sqrt{1-\nu^2} = 0$.

Зависимость $\nu^2 = \nu^2(\gamma)$ изображена на рис. 2.

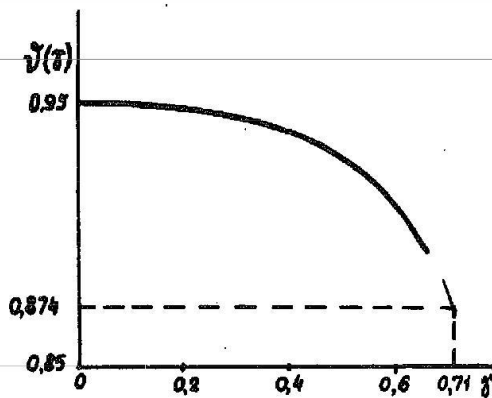


Рис. 2.

Зная потенциалы поля перемещений φ и ψ , найдем компоненты тензора напряжений по формулам:

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^\varphi + \sigma_{ik}^\psi \quad (i, k = 1, 2, 3), \quad (12)$$

(1-2, 2-3, 3-2).

(где σ_{ik}^φ — слагаемые, обусловленные продольным потенциалом, а σ_{ik}^ψ — поперечным);

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{11}^\varphi &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - 2\gamma^2 \left(\frac{1}{z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right); \\ \sigma_{21}^\varphi &= (1-2\gamma^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2\gamma^2 \frac{1}{z} \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \\ \sigma_{33}^\varphi &= (1-2\gamma^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2\gamma^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}; \\ \sigma_{13}^\varphi &= 2\gamma^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial z}; \\ \sigma_{11}^\psi &= -2\gamma^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial z}; \\ \sigma_{22}^\psi &= -2\gamma^2 \frac{1}{z} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \\ \sigma_{33}^\psi &= -(\sigma_{11}^\psi + \sigma_{22}^\psi); \\ \sigma_{13}^\psi &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - 2\gamma^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В формулах (13), (14) σ_{ik} — безразмерные величины. Они равны размерным компонентам тензора напряжений, деленным на величину $\mu r c_0^2$.

При подстановке значений φ и ψ в формулы (13), (14) для σ_{ik} получаются формулы, аналогичные формулам (10), (11). Подынтегральные функции в представленных для σ_{ik} имеют те же особенности на плоскости ξ , что и функции $X(z, k, \xi)$ и $Y(z, k, \xi)$.

Для получения формул, допускающих простой численный счет σ_{ik} , интегралы по контурам ℓ сводим к сумме вычетов и вещественным интегралам, а затем интегралы Фурье-Бесселя интегрируем по параметру k .

Наличие упоминавшихся особенностей подынтегральных функций на плоскости ξ позволяет представить каждое из σ_{ik}^φ и σ_{ik}^ψ в виде сумм нескольких слагаемых, каждое из которых имеет определенный физический смысл.

В результате интегрирования получаем следующие представления для компонентов тензора напряжений:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ik}^\varphi &= \sigma_{ik}^{\varphi 1} + \sum_{n=0}^2 \int_{\ell_p} f^{(n)}(t-\tau) \Phi_{ikn}(z, z; \tau) d\tau, \\ & \quad (ik = 11, 22, 33) \\ \sigma_{13}^\varphi &= \sigma_{13}^{\varphi 1} + \sum_{n=0}^2 \int_{\ell_p} f^{(n)}(t-\tau) \Phi_{13n}(z, z; \tau) d\tau; \\ \sigma_{ik}^\psi &= \sum_{n=0}^2 \int_{\ell_p} f^{(n)}(t-\tau) \Psi_{ikn}(z, z; \tau) d\tau; \\ \sigma_{13}^\psi &= \sum_{n=0}^2 \int_{\ell_p} f^{(n)}(t-\tau) \Psi_{13n}(z, z; \tau) d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

В формулах (15) введены следующие обозначения:

$$\sigma_{ik}^{\varphi 1} = \sigma_{ik}^{\varphi 1} + \sigma_{ik}^{\varphi 2} \quad (ik = 11, 22, 33);$$

$$\sigma_{ik}^{\varphi 1} = 2\gamma^2 F_{ik}(z, z, t) \mathcal{E}(x_1);$$

$$\sigma_{ik}^{\varphi 2} = -2\gamma^2 F_{ik}(z, z, t) \mathcal{E}(x_2);$$

$$F_{11}(z, z, t) = \left(\frac{z}{\rho_j^3} + \frac{3z^2}{\rho_j^5} \right) f(x_j) + \left(\frac{z}{\rho_j^3} - \frac{3z^2}{\rho_j^5} \right) f(x_j) + \left(\frac{1}{2\gamma^2 \rho_j^3} + \frac{z^2}{\rho_j^5} \right) f(x_j);$$

$$F_{22}(z, z, t) = \frac{f(x_j)}{\rho_j^3} + \frac{f(x_j)}{\rho_j^3} - \frac{1-2\gamma^2}{2\gamma^2} \cdot \frac{f(x_j)}{\rho_j};$$

$$F_{33}(z, z, t) = \left(\frac{1}{\rho_j^3} - \frac{3z^2}{\rho_j^5} \right) f(x_j) + \left(\frac{1}{\rho_j^3} + \frac{3z^2}{\rho_j^5} \right) f(x_j) - \left(\frac{1-2\gamma^2}{2\gamma^2} \cdot \frac{1}{\rho_j} + \frac{z^2}{\rho_j^3} \right) f(x_j);$$

$$F_{13}(z, z, t) = 2z_j \left[\frac{3}{\rho_j^3} f(x_j) + \frac{3}{\rho_j^3} f(x_j) + \frac{1}{\rho_j^3} f(x_j) \right], \quad (j=1, 2);$$

$$\rho_j = (z^2 + z_j^2)^{1/2}, \quad x_j = t - \rho_j, \quad z_1 = z_0 - z, \quad z_2 = z_0 + z;$$

$$\varepsilon(x_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } x_j \geq 0; \\ 0, & \text{если } x_j < 0; \end{cases}$$

$\sigma_{ik}^{\alpha l}$ — представляют собой напряжения, создаваемые в полупространстве сферической волной от источника, действующего в точке взрыва; $\sigma_{ik}^{\alpha 2}$ — то же, но от мнимого источника, действующего в зеркально-симметричной точке относительно свободной поверхности.

При $r \rightarrow 0$ $\sigma_{ik}^{\alpha l}$ переходят в напряжения в жидком полупространстве, возникающие при точечном взрыве на глубине $z = z_0$. По этой причине их можно назвать квазиакустическими напряжениями.

Слагаемые в формулах (15), содержащие функции Φ_{ik0} и ψ_{ik0} при $t \rightarrow \infty$, стремятся к постоянным значениям. Их можно назвать квазистатическими напряжениями. Они имеют следующий вид:

$$\Phi_{110} = 2\gamma^2(\alpha_{11}\tau + \alpha_{13}\tau^3), \quad \psi_{110} = 2\gamma^2(\beta_{11}\tau - \alpha_{13}\tau^3),$$

$$\Phi_{220} = 2\gamma^2(\alpha_{21}\tau + \alpha_{23}\tau^3), \quad \psi_{220} = 2\gamma^2(\beta_{21}\tau - \alpha_{23}\tau^3),$$

$$\Phi_{330} = 2\gamma^2(\alpha_{31}\tau + \alpha_{33}\tau^3), \quad \psi_{330} = -(\psi_{110} + \psi_{220}),$$

$$\Phi_{130} = \frac{2}{3}\tau(\alpha_{40} + \alpha_{42}\tau^2 + \alpha_{44}\tau^4), \quad \psi_{130} = -\frac{2}{3}\tau(\beta_{40} + \beta_{42}\tau^2 + \alpha_{44}\tau^4);$$

$$\alpha_{11} = \left(\alpha_{11} + \alpha_{12} \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} + \alpha_{13} \frac{\tau_0^4}{\rho_2^4} \right) \frac{1}{\rho_2^2}, \quad \alpha_{13} = \frac{2\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(-4 + 35 \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} - 35 \frac{\tau_0^4}{\rho_2^4} \right) \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\alpha_{21} = \left(\alpha_{21} + 6 \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} \right) \frac{1}{\rho_2^2}, \quad \alpha_{23} = \frac{2\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(1 - 5 \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} \right) \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\alpha_{31} = \left(\alpha_{31} + \alpha_{32} \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} - \alpha_{33} \frac{\tau_0^4}{\rho_2^4} \right) \frac{1}{\rho_2^2}; \quad \alpha_{33} = \frac{2\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(3 - 30 \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} + 35 \frac{\tau_0^4}{\rho_2^4} \right) \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\alpha_{40} = \left(\frac{\alpha_{00}}{1 + z_0/\rho_2} + \alpha_{01} \frac{\tau_0}{\rho_2} + \alpha_{02} \frac{\tau_0^3}{\rho_2^3} \right) \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\alpha_{42} = \frac{9\gamma^2}{2(1-\gamma^2)} \left[(2 + 3\gamma^2) \frac{\tau_0}{\rho_2} - 5\gamma^2 \frac{\tau_0^3}{\rho_2^3} \right] \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\alpha_{44} = \frac{15\gamma^4}{2(1-\gamma^2)} \left(-3 \frac{\tau_0}{\rho_2} + 7 \frac{\tau_0^3}{\rho_2^3} \right) \frac{1}{\rho_2^2};$$

$$\alpha_{00} = \frac{3(3 - 2\gamma^2 + \gamma^4)(1 - 2\gamma^2 + 3\gamma^4)}{4(1 - \gamma^2)^3},$$

$$\alpha_{01} = -\frac{3\gamma^2(2 + \gamma^2)}{2(1 - \gamma^2)}, \quad \alpha_{02} = \frac{9\gamma^4}{2(1 - \gamma^2)},$$

$$\alpha_{11} = -\frac{2(2 - 3\gamma^2 + 3\gamma^4)}{(1 - \gamma^2)^2}, \quad \alpha_{31} = -\frac{1 - 2\gamma^2 - \gamma^4}{(1 - \gamma^2)^2},$$

$$\alpha_{12} = \frac{3(3 - 14\gamma^2 + 13\gamma^4)}{(1 - \gamma^2)^2}, \quad \alpha_{32} = \frac{3(1 + 4\gamma^2 - 7\gamma^4)}{(1 - \gamma^2)^2},$$

$$\alpha_{13} = 30 \frac{\gamma^2}{1 - \gamma^2};$$

$$\beta_{11} = \left(2\alpha_{31} + \beta_{12} \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} + \beta_{13} \frac{\tau_0^4}{\rho_2^4} \right) \frac{1}{\rho_2^2}, \quad \beta_{21} = \left(-\alpha_{31} + \beta_{22} \frac{\tau_0^2}{\rho_2^2} \right) \frac{1}{\rho_2^2},$$

$$\beta_{12} = \frac{9\gamma^2}{2(1-\gamma^2)} \left(\beta_{42} \frac{\tau_0}{\rho_2} + \beta_{43} \frac{\tau_0^3}{\rho_2^3} \right) \frac{1}{\rho_2^2}, \quad \beta_{40} = \left(\frac{\alpha_{00}}{1 + z_0/\rho_2} + \beta_{01} \frac{\tau_0}{\rho_2} + \beta_{02} \frac{\tau_0^3}{\rho_2^3} \right) \frac{1}{\rho_2^2};$$

$$\mathcal{K} = \frac{\tau_0^2 z_0 + \tau_0}{z_0};$$

$$\beta_{12} = \frac{3}{1 - \gamma^2} \left(\frac{1 - 2\gamma^2 - \gamma^4}{1 - \gamma^2} + 8\mathcal{K} \right), \quad \beta_{13} = -\frac{30}{1 - \gamma^2} \mathcal{K},$$

$$\beta_{22} = -\frac{6}{1 - \gamma^2} \mathcal{K}, \quad \beta_{42} = 4 + \mathcal{K}, \quad \beta_{43} = -5\mathcal{K},$$

$$\beta_{01} = \frac{3[\gamma^2(\tau_0^2 - 4)\tau_0 - 3\tau_0^3]}{2(1 - \gamma^2)\tau_0},$$

$$\beta_{02} = \frac{9}{2(1 - \gamma^2)} \mathcal{K}.$$

Слагаемые, содержащие Φ_{ik1} и ψ_{ik1} , описывают вклад в напряжения поверхностных волн Релея. Назовем их релейскими слагаемыми.

$$\Phi_{111} = \theta_1(\nu) \left[\frac{2a^2 + \nu^2}{2} S_0(z, a z_0, \gamma \nu \tau) - S_1(z, a z_0, \gamma \nu \tau) \right],$$

$$\Phi_{221} = \theta_1(\nu) \left[\frac{1 - 2\gamma^2}{2} \nu^2 S_0(z, a z_0, \gamma \nu \tau) + S_1(z, a z_0, \gamma \nu \tau) \right],$$

$$\Phi_{331} = \theta_1(\nu) \frac{2 - \nu^2}{2} S_0(z, a z_0, \gamma \nu \tau),$$

$$\Phi_{131} = \theta_1(\nu) \frac{a}{\gamma \nu} C_1(z, a z_0, \gamma \nu \tau);$$

$$\psi_{111} = \theta_2(\nu) \left[-S_0(z, a z_0 + b z, \gamma \nu \tau) + S_1(z, a z_0 + b z, \gamma \nu \tau) \right],$$

$$\psi_{221} = -\theta_2(\nu) S_1(z, a z_0 + b z, \gamma \nu \tau),$$

$$\psi_{331} = \theta_2(\nu) S_0(z, a z_0 + b z, \gamma \nu \tau),$$

$$\psi_{131} = -\theta_2(\nu) \frac{z}{\gamma \nu b} C_1(z, a z_0 + b z, \gamma \nu \tau);$$

$$\theta_1(\nu) = \frac{\delta \gamma a b^2}{\nu^3 \theta(\nu)}, \quad \theta_2(\nu) = \frac{4 \gamma a b^2 d}{\nu^3 \theta(\nu)},$$

$$\theta(\nu) = a b d - (a^2 + \gamma^2 b^2),$$

$$\begin{aligned} \alpha &= (1 - \gamma^2 \beta^2)^{1/2}, \\ \beta &= (1 - \gamma^2)^{1/2}, \\ d &= 2 - \gamma^2. \end{aligned}$$

Функции S_0, S_1, C_1 от трех переменных таковы:

$$S_0(z, p, q) \equiv \int_0^{\infty} k J_0(kz) e^{-kp} \sin(kq) dk = \frac{\gamma(3AB^2 - A^3) + p(3BA^2 - B^3)}{R^3};$$

$$S_1(z, p, q) \equiv \int_0^{\infty} \frac{J_1(kz)}{z} e^{-kp} \sin(kq) dk = \frac{(q+B)A + (p+A)B}{[(q+B)^2 + (p+A)^2] \cdot R};$$

$$C_0(z, p, q) \equiv \int_0^{\infty} k J_0(kz) e^{-kp} \cos(kq) dk = \frac{p(A^3 - 3AB^2) - \gamma(B^3 - 3BA^2)}{R^3};$$

$$C_1(z, p, q) \equiv \int_0^{\infty} \frac{J_1(kz)}{z} e^{-kp} \cos(kq) dk = \frac{(q+B)A - (p+A)B}{[(q+B)^2 + (p+A)^2] R};$$

$$A = \left(\frac{R+X}{2}\right)^{1/2}; \quad B = \left(\frac{R-X}{2}\right)^{1/2};$$

$$R = (X^2 + Y^2)^{1/2}; \quad X = z^2 + p^2 - q^2; \quad Y = 2pq.$$

Слагаемые Φ_{ikz}, Ψ_{ikz} представляются следующими формулами:

$$\Phi_{11z} = \int_0^{\gamma r} \mathcal{D}(\lambda) \left[\frac{2 + (1 - 2\gamma^2)\lambda^2}{2} S_0(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) - S_1(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) \right] d\lambda,$$

$$\Phi_{21z} = \int_0^{\gamma r} \mathcal{D}(\lambda) \left[\frac{1 - 2\gamma^2}{2} \lambda^2 S_0(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) + S_1(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) \right] d\lambda,$$

$$\Phi_{33z} = \int_0^{\gamma r} \mathcal{D}(\lambda) \frac{\lambda^2 - 2}{2} S_0(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) d\lambda,$$

$$\Phi_{13z} = \int_0^{\gamma r} \mathcal{D}(\lambda) \frac{\gamma}{\gamma^2} C_1(z, \alpha z_2, \gamma r \lambda) d\lambda;$$

$$\Psi_{11z} = \int_0^{\gamma r} \left[E_1(\lambda) (S_{01} + S_{02} - S_{11} - S_{12}) + E_2(\lambda) (C_{01} - C_{02} - C_{11} + C_{12}) \right] d\lambda,$$

$$\Psi_{21z} = \int_0^{\gamma r} \left[E_1(\lambda) (S_{11} + S_{12}) + E_2(\lambda) (C_{11} - C_{12}) \right] d\lambda,$$

$$\Psi_{33z} = - \int_0^{\gamma r} \left[E_1(\lambda) (S_{01} + S_{02}) + E_2(\lambda) (C_{01} - C_{02}) \right] d\lambda,$$

$$\Psi_{13z} = \gamma \int_0^{\gamma r} \left[G_1(\lambda) (S_{12} - S_{11}) - G_2(\lambda) (C_{12} + C_{11}) \right] d\lambda;$$

$$\mathcal{D}(\lambda) = -\frac{32\gamma\beta\delta^2}{\mathcal{K}\lambda^3\Delta}, \quad E_1(\lambda) = \frac{8\gamma\beta\delta^3}{\mathcal{K}\lambda^2\Delta}, \quad E_2(\lambda) = \frac{32\gamma\alpha\beta\delta^2}{\mathcal{K}\lambda^2\Delta};$$

$$G_1(\lambda) = -\frac{4\delta^3}{\mathcal{K}\lambda^3\Delta}, \quad G_2(\lambda) = -\frac{16\alpha\beta\delta^2}{\mathcal{K}\lambda^3\Delta};$$

$$S_{jn} = S_j(z, \alpha z_0 + (-1)^n \beta z); \quad C_{jn} = C_j(z, \alpha z_0 + (-1)^n \beta z)$$

$$(j=0, 1; n=1, 2);$$

$$\alpha = (1 - \gamma^2 \beta^2)^{1/2}; \quad \beta = (\lambda^2 - 1)^{1/2}; \quad \delta = 2 - \lambda^2; \quad \Delta = \delta^4 + 16\alpha^2 \beta^2.$$

В частном случае при $\gamma = 0$ (жидкость) из формул (15) получается

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -\frac{f''(t-f_1)}{\rho_1} + \frac{f''(t-f_2)}{\rho_2},$$

$$\sigma_{13} = 0.$$

Таким образом, решение для источника, действующего в упругом полупространстве, переходит в решение акустической задачи о точечном источнике звука, действующем в жидком полупространстве. Это оправдывает название слагаемых $\sigma_{ik}^{\text{ж}}$ "квазиакустическими".

Рассмотрим решение в некоторых важных точках и на поверхностях.

В эллипсе при $z = z_0$ σ_{ik} принимают вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = & (3 - 4\gamma^2) \int_0^{\gamma r} f''(t-\tau) \left[\frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \frac{\tau}{z_0^2} + \frac{2\gamma\alpha\delta^2}{2\theta} S_0(0, \alpha z_0, \gamma r \tau) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\mathcal{K}} \int_0^{\gamma r} \frac{8\gamma\beta\delta^2}{\Delta} S_0(0, \alpha z_0, \gamma r \lambda) d\lambda \right] d\tau; \end{aligned}$$

$$\sigma_{22} = \sigma_{11}; \quad \sigma_{33} = \sigma_{13} = 0; \quad p = -\frac{2}{3} \sigma_{11}; \quad \tau_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sigma_{11},$$

где $S_0(0, p, q) = \frac{2pq}{(\rho^2 + q^2)^{3/2}}$. Графики σ_{11}, p и τ_i в зависимости от t изображены на рис. 3.

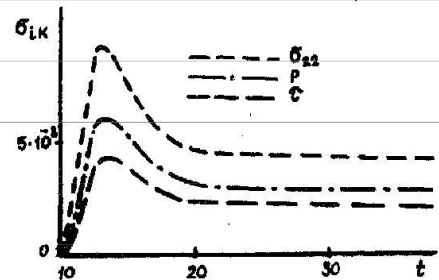


Рис. 3.

На свободной поверхности при $\dot{z} = 0$, $\sigma'_{33} = \sigma'_{13} = 0$, т.е. построенное решение удовлетворяет граничным условиям задачи. Компоненты тензора напряжений σ_{11} и σ_{22} выражаются так:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = & \int_0^t f''(t-\tau) \left\{ \frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \frac{C_{11}\tau}{\rho_1^3} + \frac{4\gamma\alpha\delta^2}{2\theta} \left[2(1-\gamma^2) S_0(z, \alpha z_0, \gamma r \tau) - S_1(z, \alpha z_0, \gamma r \tau) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\mathcal{K}} \int_0^{\gamma r} \frac{16\gamma\beta\delta^2}{\Delta} \left[2(1-\gamma^2) S_0(z, \alpha z_0, \gamma r \lambda) - S_1(z, \alpha z_0, \gamma r \lambda) \right] d\lambda \right\} d\tau; \end{aligned}$$

$$\sigma_{22} = \int_0^t f''(t-\tau) \left\{ \frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \frac{C_{22}\tau}{\rho_2^3} + \frac{4\gamma\alpha\delta^2}{2\theta} \left[(1-\gamma^2) S_0(z, \alpha z_0, \gamma r \tau) + S_1(z, \alpha z_0, \gamma r \tau) \right] - \right.$$

$$-\frac{1}{\pi} \int_1^{1/\gamma} \frac{16\gamma\beta\delta^2}{\Delta} \left[(1-2\gamma^2) S_0(z, \alpha z_0, \gamma\lambda\tau) + S_1(z, \alpha z_0, \gamma\lambda\tau) \right] d\lambda \Big\} d\lambda;$$

$$C_{11} = -1 + 2(1-\gamma^2) \frac{2z_0 - z^2}{\rho^2}; \quad C_{22} = 1 + (1-2\gamma^2) \frac{2z_0 - z^2}{\rho^2};$$

$$\rho = (z^2 + z_0^2)^{1/2}, \quad \rho = \frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22}), \quad z_1 = \frac{\sqrt{2}}{3}(\sigma_{11} - \sigma_{22}).$$

Изменение σ_{11} , σ_{22} , ρ и z_1 со временем в точке $z = 20$ свободной поверхности изображено на рис. 4.

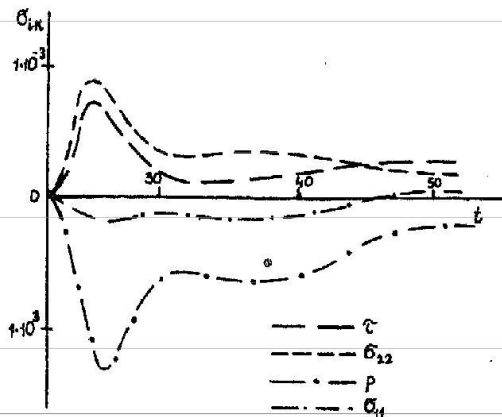


Рис. 4.

Приведем еще формулы для тензора напряжений в точках, лежащих на оси симметрии, т.е. при $\tau = 0$.

Квазиакустические слагаемые здесь таковы:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^{\alpha 1} &= \sigma_{22}^{\alpha 1} = 2\gamma^2 \left[\frac{f(t-z_1)}{z_1^3} + \frac{f'(t-z_1)}{z_1^2} - \frac{1-2\gamma^2}{2\gamma^2} \frac{f''(t-z_1)}{z_1} \right]; \\ \sigma_{33}^{\alpha 1} &= -2\gamma^2 \left[2 \frac{f(t-z_1)}{z_1^3} + 2 \frac{f'(t-z_1)}{z_1^2} + \frac{1}{2\gamma^2} \frac{f''(t-z_1)}{z_1} \right]; \\ \sigma_{13}^{\alpha 1} &= 0; \\ \sigma_{11}^{\alpha 2} &= \sigma_{22}^{\alpha 2} = -2\gamma^2 \left[\frac{f(t-z_2)}{z_2^3} + \frac{f'(t-z_2)}{z_2^2} - \frac{1-2\gamma^2}{2\gamma^2} \frac{f''(t-z_2)}{z_2} \right]; \\ \sigma_{33}^{\alpha 2} &= 2\gamma^2 \left[2 \frac{f(t-z_2)}{z_2^3} + 2 \frac{f'(t-z_2)}{z_2^2} - \frac{1}{2\gamma^2} \frac{f''(t-z_2)}{z_2} \right]; \\ \sigma_{13}^{\alpha 2} &= 0. \end{aligned}$$

Квазистатические слагаемые. Из формулы (16) получаем:

$$\sigma_{ik0}^{\psi} = \int_{t_0}^t f''(t-\tau) \Phi_{ik0}(0, z, \tau) d\tau \quad (ik = 11, 22, 33),$$

$$\sigma_{130}^{\psi} = \int_{t_0}^t f'''(t-\tau) \Phi_{130}(0, z, \tau) d\tau = 0;$$

$$\sigma_{2k0}^{\psi} = \int_{t_0}^t f''(t-\tau) \Psi_{2k0}(0, z, \tau) d\tau \quad (ik = 11, 22, 33);$$

$$\sigma_{130}^{\psi} = \int_{t_0}^t f'''(t-\tau) \Psi_{130}(0, z, \tau) d\tau = 0;$$

$$\begin{aligned} \Phi_{110} &= \Phi_{220} = \alpha_{11}\tau + \alpha_{13}z, & \Psi_{110} &= \Psi_{220} = \beta_{11}z - \alpha_{13}z^3, \\ \Phi_{330} &= \alpha_{33}\tau - 2\alpha_{13}z, & \Psi_{330} &= -2\Psi_{110}, \\ \Phi_{130} &= 0, & \Psi_{130} &= 0; \end{aligned}$$

$$\alpha_{11} = \frac{5-6\gamma^2+3\gamma^4}{(1-\gamma^2)^2} \cdot \frac{1}{z_2^2},$$

$$\alpha_{13} = -\frac{8\gamma^2}{1-\gamma^2} \cdot \frac{1}{z_2^2},$$

$$\alpha_{33} = \frac{2-16\gamma^2+10\gamma^4}{(1-\gamma^2)^2} \cdot \frac{1}{z_2^2};$$

$$\beta_{11} = \frac{1-\gamma^2-\gamma^4}{(1-\gamma^2)^2} \cdot \frac{1}{z_2^2} - 6 \frac{\gamma z_0 + z_2}{1-\gamma^2} \cdot \frac{1}{z_2^2};$$

$$t_0 = z_2, \quad t_0 = z_0 + \frac{z_2}{\gamma}, \quad z_2 = z + z_0.$$

Релеевские слагаемые. Из формулы (15) следует:

$$\sigma_{11}^{\psi} = \sigma_{22}^{\psi} = \frac{4\gamma\alpha\delta^2 [1+(1-2\gamma^2)\gamma^2]}{\gamma^2\beta} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) S_0(0, \alpha z_2, \gamma\lambda\tau) d\tau,$$

$$\sigma_{33}^{\psi} = -\frac{4\gamma\alpha\delta^2 (2-\gamma^2)}{\gamma^2\beta} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) S_0(0, \alpha z_2, \gamma\lambda\tau) d\tau,$$

$$\sigma_{13}^{\psi} = 0;$$

$$\sigma_{11}^{\psi} = \sigma_{22}^{\psi} = -\frac{2\gamma\alpha\delta^2 (2-\gamma^2)}{\gamma^2\beta} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) S_0(0, \alpha z_2, \gamma\lambda\tau) d\tau,$$

$$\sigma_{33}^{\psi} = -2\sigma_{11}^{\psi},$$

$$\sigma_{13}^{\psi} = 0.$$

Слагаемые, полученные интегрированием на ξ - плоскости вдоль разрезов $[t_i, t_i/\gamma]$ (интегральные слагаемые), таковы:

$$\sigma_{11}^{\psi} = \sigma_{22}^{\psi} = -\frac{1}{\pi} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) \left\{ \int_1^{1/\gamma} \frac{16\gamma\beta\delta^2}{\lambda^2\Delta} [1+(1-2\gamma^2)\lambda^2] S_0(0, \alpha z_2, \gamma\lambda\tau) d\lambda \right\} d\tau;$$

$$\sigma_{33}^{\psi} = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) \left\{ \int_1^{1/\gamma} \frac{16\gamma\beta\delta^2}{\lambda^2\Delta} S_0(0, \alpha z_2, \gamma\lambda\tau) d\lambda \right\} d\tau;$$

$$\sigma_{13}^{\psi} = 0;$$

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^{\psi} = \sigma_{22}^{\psi} &= \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^t f''(t-\tau) \left\{ \int_1^{1/\gamma} \frac{4\gamma\beta\delta^3}{\lambda^2\Delta} [S_0(0, \alpha z_0, \gamma\tau\lambda - \beta z) + \right. \\ &+ S_0(0, \alpha z_0, \gamma\tau\lambda + \beta z)] + \frac{16\gamma\beta^2\delta^3}{\lambda^2\Delta} [C_0(0, \alpha z_0, \gamma\tau\lambda - \beta z) - \\ &\left. - C_0(0, \alpha z_0, \gamma\tau\lambda + \beta z)] \right\} d\lambda d\tau; \end{aligned}$$

$$\sigma_{33}^{\psi} = -2\sigma_{11}^{\psi};$$

$$\sigma_{13}^{\psi} = 0; \quad C_0(0, \rho, q) = \frac{\rho^2 - q^2}{(\rho^2 + q^2)^2}.$$

3. Разрушение

По формулам (15) проводился расчет компонентов тензора напряжений σ_{ik} , а также вычисление среднего напряжения $\rho = \frac{1}{3} \sigma_{ii}$ и интенсивности касательных напряжений

$$\tau_i = \frac{1}{3} \sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} + \sigma_{11})^2 + 6\sigma_{13}^2}.$$

Для иллюстрации результатов расчета на рис. 3-7 приведены графики σ_{ik} , ρ и ε_L , полученные при $\gamma = 0,6$; $z_0 = 10$,

$$f(x) = 1 - e^{-x} \left(1 + x + \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{6} \right).$$

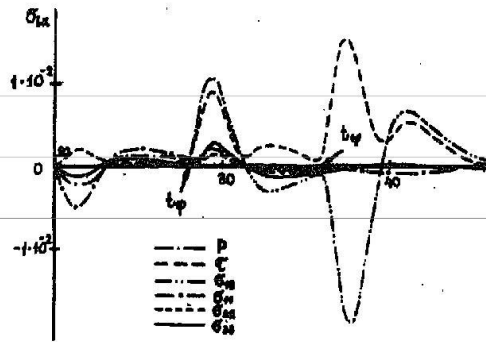


Рис. 3.

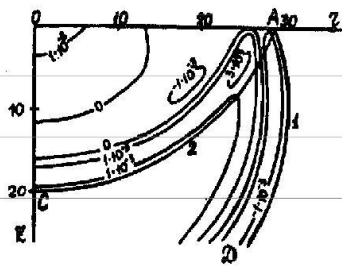


Рис. 6.

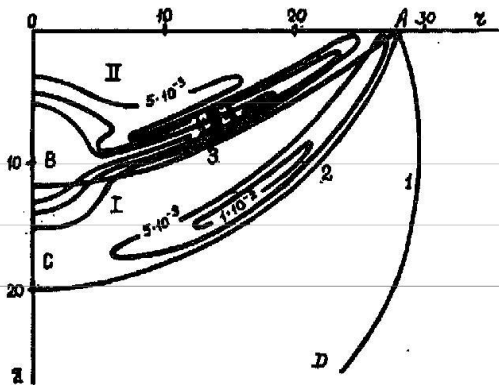


Рис. 7.

На рис. 3 представлено изменение напряжений во времени в эпицентре, а на рис. 4 в точке $z = 20$ свободной поверхности. Видно,

что в эпицентре (а по непрерывности и в некоторой его окрестности) напряжения все время являются растягивающими. Это означает, что свободная поверхность в районе эпицентра выпучивается вверх. Остаточные напряжения приблизительно в два раза меньше пиковых напряжений.

На рис. 5 изображено изменение во времени напряжений во внутренней точке полупространства $z = 20$, $t = 10$. Буквами t_p и t_{ψ} отмечены моменты прихода в рассматриваемую точку среды отраженных продольной и поперечной волн соответственно. Обращает на себя внимание значительная величина касательных напряжений в отраженных волнах (по сравнению с напряжениями в падающей волне).

На рис. 6 представлены изобары $\rho = \text{const}$, а на рис. 7 изолинии $\varepsilon_L = \text{const}$ на момент времени $t = 30$. Из рис. 6 видно, что наибольшие растяжения (в среднем) реализуются вблизи фронта отраженной продольной волны внутри среды в области, близкой к свободной поверхности. Из рис. 7 видно, что наибольшие сдвиговые напряжения реализуются за фронтами отраженных волн в направлениях, приблизительно параллельных фронтам этих волн.

Расчет конфигураций зон возможного разрушения среды производится в предположении, что в таких зонах выполняется критерий разрушения следующего вида:

$$\frac{1}{2} \rho \left((-m + \sqrt{(1+m)^2 - \frac{1}{3} n^2}) \cdot \sqrt{1 + \frac{4n^2}{(1+m)^2 - \frac{1}{3} n^2}} \cdot \frac{\varepsilon_L}{9\rho^2} \right) = \sigma^+,$$

где σ^+ — прочность среды при простом растяжении;

$$\rho = \frac{1}{3} \sigma_{11}, \quad I_2 = \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 + \sigma_{13}^2 - (\sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{11}\sigma_{33} + \sigma_{22}\sigma_{33}),$$

$$m = \sigma^+ / \sigma^-, \quad n = \sigma^+ / \tau_g;$$

σ^- — прочность при простом сжатии; τ_g — прочность при сдвиге.

Это условие получено из критерия прочности Гольденבלата-Колнова [22] для сред с различающимися значениями прочности при растяжении, сжатии и сдвиге.

Результаты расчета конфигураций зон возможного разрушения изображены на рис. 8-9, на которых представлены данные при значениях $m = 10$, $n = 5$, $\sigma^+ = 0,4$ и $\sigma^+ = 0,7$. Значение $\sigma^+ = 0,4$ соответствует значению прочности среды на радиусе зоны трещин, $\sigma^+ = 0,7$ — на радиусе зоны дробления при камуфлетном взрыве.

Из рис. 8-9 можно увидеть, что наибольшие напряжения реализуются в области оси симметрии. Зоны разрушения имеют выраженную направленность вдоль этой оси.

Область отклонного разрушения не всегда выходит на свободную поверхность. При глуби-

нах взрыва $z_0 \geq 3,5$ зона откольного разрушения располагается между свободной поверхностью и зоной разрушения около центра взрыва.

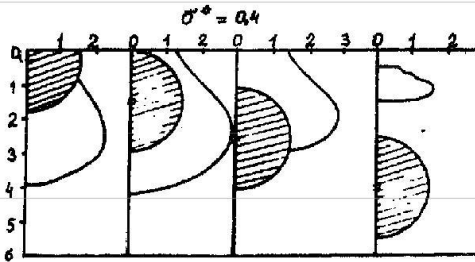


Рис. 8.

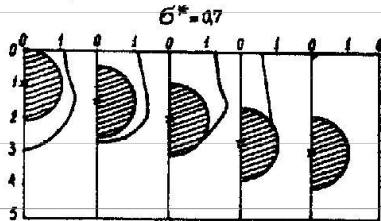


Рис. 9.

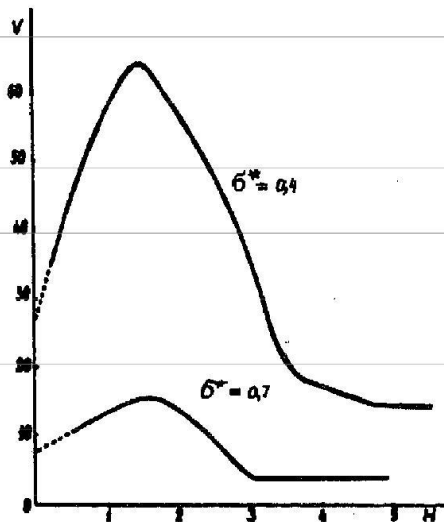


Рис. 10.

На рис. 10 изображена зависимость объема зоны разрушения от глубины взрыва. Видно, что с увеличением глубины объем разрушений сначала резко возрастает, достигает максимального значения и затем уменьшается, стремясь к объему разрушений при камуфлете.

Наибольший объем разрушений получается при взрыве на относительной глубине $z_0 = 1,5$. При взрыве на такой глубине, объем разрушений в 3-4 раза больше объема разрушений при камуфлете. Экстраполировать кривые рис. 10 до значений $z_0 = 0$ (контактный взрыв) очевидно нельзя. При стремлении глубины взрыва к нулю все большая часть энергии взрыва переходит в воздух и все меньшая ее часть передается грунту. Однако это обстоятельство не учитывается в нашей схеме.

Список литературы

1. Teller E. et al. The constructive uses of nuclear explosives. Mc Graw - Hill, 1968.

2. Атомные взрывы в мирных целях. Под ред. И.Д. Морозова. М.: Атомиздат, 1970.

3. Peaceful nuclear explosions (Proc. Panel Vienna, 2-4 March, 1970) - IAEA, Vienna, 1970.

4. Покровский Г. И. Взрыв. М.: Недра, 1967.

5. Механический эффект подземного взрыва. Под ред. М.А. Садовского. М.: Недра, 1971.

6. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.

7. Быченко В. А., Гаджиева В. В., Куропатенко В. Ф. Расчет неустановившихся движений разрушаемых сред. Численные методы механики сплошной среды, 1972, т.3, № 2.

8. Kumaо Hino. Fragmentation of rock through blasting and shock wave theory of blasting. Quarterly of Colorado school of mines, 1956, v. 51, N 3.

9. Chilton R., Eisler Y. D., Heurbach H. G. Dynamics of spalling

of the earth's surface caused by underground explosions - *Y. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, N 24, p. 5911.

10. Огурцов К. И., Петрашень Г. И. Динамические задачи для упругого полупространства в случае осевой симметрии. - Уч. зап. ЛГУ, 1961, № 149, вып. 24.

11. Шемякин В. И. Задача Лэмба для внутреннего источника. - *ДАН СССР. Сер. Математика. Физика.* 1961, т. 140, № 4, 780.

12. Онисько Н. И., Шемякин В. И., Движение свободной поверхности однородного грунта при подземном взрыве. - *ПМТФ*, 1961, № 4.

13. Огурцов К. И. Некоторые точные оценки упругих напряжений и смещений, образуемых сосредоточенным взрывом в твердых породах. - В кн.: Народнохозяйственное использование энергии взрыва. Новосибирск, СО АН СССР, 1960, вып. 2.

14. Алиев Х. М. Отражение сферической упругой волны от границы полупространства. - *ПМТФ*, 1961, № 6.

15. Огурцов К. И. Формулы динамических напряжений и смещений в полупространстве, свободном слое и двухслойной среде при осесимметричных воздействиях. - В кн.: Исследования по упругости и пластичности. Л.: ЛГУ, 1966, № 3.

16. Климова Д. Н., Огурцов К. И. Оценки упругого и волнового поля в различных точках обнаженной поверхности от одного и двух углубленных зарядов. - *Иза. вузов. "Технический журнал"*, 1967, № 4.

17. Гутова Г. А., Никифоровский В. С. Откольные явления в упругом полупространстве с внутренним источником. - *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых*, 1968, № 5.

18. Никифоровский В. С. Действие сферического источника колебаний в упругой среде вблизи поверхности. - *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых*, 1977, № 3.

19. Haskell N.A. Analytic approximation for the elastic radiation from a contained underground Explosion. - *Journ. Geophys. Res.*, 1967, v. 72, N 10.

20. Адушкин В. В., Костюченко В. Н., Николаевский В. Н., Цветков В. М. Механика подземного взрыва. - В кн.: Механика твердых деформируемых тел. М., 1973, т. 7, с. 151.

21. Higgins G.H. Nuclear explosion data for underground engineering application. - *Proc. Panel Vienna, 2-6 March, 1970. PNE, IAEA, Vienna, 1970.*

22. Гольденблат И. И., Копнов В. А. Критерий прочности анизотропных материалов. - *Изв. АН СССР, сер. Механика*, 1965, № 6.

Статья поступила в редакцию 24.04.82.