

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В НЕЛИНЕЙНО-СЖИМАЕМОЙ И УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДАХ

Б. Донаев, Н. Мамадалиев, А. И. Юсупов

(Карши, Москва)

Рассматривается задача о распространении сферической волны в грунте под действием приложенной к границе каверны радиуса  $r_0$  интенсивной, монотонно убывающей нагрузки  $\sigma_0(t)$ . Грунт при высоком уровне напряжений моделируется либо идеальной нелинейно-сжимаемой, либо упругопластической средой с учетом линейного необратимого разгрузки среды. В отличие от [1—7] для описания движения среды используется деформационная теория [8] с определяющими функциями  $\sigma = \sigma(\epsilon)$ ,  $\sigma_i = \sigma_i(\epsilon_i)$ , где  $\epsilon$ ,  $\epsilon_i$ ,  $\sigma$ ,  $\sigma_i$  — первые и вторые инварианты тензоров деформации и напряжений. Эти функции в процессе нагружения среды представляются в виде полиномов

$$(0.1) \sigma(\epsilon) = (\alpha_1 + \alpha_2 \epsilon) \epsilon, \quad \sigma_i \epsilon_i = (\beta_1 - \beta_2 \epsilon_i) \epsilon_i,$$

в которых постоянные коэффициенты  $\alpha_i, \beta_i (i = 1, 2)$  определяются экспериментальным путем с учетом трехосного напряженного состояния грунта. Решение задачи построено аналитически обратным способом при заданной форме поверхности ударной волны (УВ) в виде полинома второй степени относительно времени  $t$  и численно методом характеристик для заданной произвольно убывающей нагрузки  $\sigma_0(t)$ . На основе получаемых аналитических формул проводятся расчеты параметров среды (в том числе профиля нагрузки) на ЭВМ и сопоставления напряжений, массовой скорости пластической и упругопластической сред.

Данная работа — продолжение [9, 10] по исследованию характерных особенностей распространения сферической волны в грунтах и поведения его параметров при интенсивных воздействиях.

1. Пусть на границу сферической каверны  $r = r_0$  приложена монотонно убывающая нагрузка  $\sigma_0(t)$ . В случае рассмотрения задачи в рамках нелинейно-сжимаемой среды при выполнении первого выражения (0.1) с учетом  $\sigma(\epsilon) = \sigma_{rr} = \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta} = -p$ ,  $\epsilon = (1 - \rho_0/\rho) > 0$  ( $p$  — давление,  $\rho_0$  — начальная плотность среды) в грунте будет распространяться сферическая УВ  $r = R(t)$ , на фронте которой грунт мгновенно нагружается нелинейным образом, а за ним в области возмущения происходит разгрузка среды. Тогда из уравнений движения, неразрывности и состояния среды [9] имеем относительно массовой скорости  $u(r, t)$  уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_p^2 \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - 2 \frac{c_p^2}{r} \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) = 0,$$

которое с учетом соотношений на фронте  $r = R(t)$  и первого равенства (0.1) при заданной  $R(t) = dR/dt$  (в этом случае все параметры среды на фронте УВ — известные функции времени) решается в виде

$$(1.1) \quad u(r, t) = \frac{1}{r} \left\{ \int_{r_0}^{r-c_p t} d\xi_2 \int_{r_0}^{\xi_2} \Phi_1(\xi_1) d\xi_1 - \int_{r_0}^{r+c_p t} d\xi_2 \int_{r_0}^{R[F(\xi_2)]-c_p F(\xi_2)} \Phi_1(\xi_1) d\xi_1 - \frac{\rho_0}{\alpha_2} \int_{r_0}^{r+c_p t} \frac{\dot{R}[F(\xi_2)] \ddot{R}[F(\xi_2)] R[F(\xi_2)]}{\Delta_2[F(\xi_2)]} d\xi_2 - \frac{1}{r^2} \left\{ \int_{r_0}^{r-c_p t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} d\xi_2 \int_{r_0}^{\xi_2} \Phi_1(\xi_1) d\xi_1 - \int_{r_0}^{r+c_p t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} d\xi_2 \int_{r_0}^{R[F(\xi_2)]-c_p F(\xi_2)} \Phi_1(\xi_1) d\xi_1 - \frac{\rho_0}{\alpha_2} \int_{r_0}^{r+c_p t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} \frac{\dot{R}[F(\xi_2)] \ddot{R}[F(\xi_2)] R[F(\xi_2)]}{\Delta_2[F(\xi_2)]} d\xi_2 + m_1 c_p t + n_1 \right\} \right\},$$

$$\Delta_2(t) = \sqrt{\frac{(1 - \alpha_1/\alpha_2)^2}{4} - \frac{\rho_0 \dot{R}^2(t) - \alpha_1}{\alpha_2}}, \quad c_p = \sqrt{E/\rho_0},$$

где  $E$  — тангенс угла наклона ветви разгрузки диаграммы  $p - \varepsilon$  с осью  $O\varepsilon$ ;  $c_p$  — скорость распространения возмущения в области разгрузки;  $m_1, n_1$  — постоянные коэффициенты, определяемые из условия на фронте волны при  $t = 0$ ;  $\Phi_1(\xi)$  — известная функция, зависящая от параметров среды на фронте УВ;  $F(z_{1,2})$  — корень уравнения  $R(t) \mp c_p t = z_{1,2}$  относительно  $t$ .

Учитывая граничное условие задачи  $p(r_0, t) = \sigma_0(t)$ , интегрируем уравнение движения среды [9] по  $r$  от  $r = r_0$  до  $r = R(t)$ . Тогда для определения нагрузки  $\sigma_0(t)$  с учетом (1.1)

$$\sigma_0(t) = p^*(t) + \rho_0 \int_{r_0}^{R(t)} \frac{\partial z}{\partial t}(r, t) dr,$$

где  $p^*(t)$  — давление среды на фронте  $r = R(t)$ , которое при заданной  $\dot{R}(t)$  считается известной величиной. Отметим, что в этом случае закон разгрузки среды

$$p(r, t) = p^*(t) = E(\varepsilon - \varepsilon^*)$$

позволяет определить объемную деформацию  $\varepsilon(r, t)$ .

2. Решим задачу в рамках упругопластических деформаций с использованием деформационной теории пластичности грунта [8]. Тогда исследование уравнения движения среды

$$(2.1) \quad \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + 2 \frac{(\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi})}{r}$$

с учетом зависимости между компонентами напряжений и деформаций

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \lambda \varepsilon + 2G\varepsilon_{rr}, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta} = \lambda \varepsilon, \\ \varepsilon &= \partial u / \partial r + 2u/r, \quad \lambda = \sigma/\varepsilon - (2/9)\sigma_i/\varepsilon_i, \quad G = (1/3)\sigma_i/\varepsilon_i \end{aligned}$$

и (0.1) показывает, что при  $\alpha_2 - (8/27)\beta_2 > 0$  в грунте распространяется УВ  $r = R(t)$ , а при  $\alpha_2 - (8/27)\beta_2 < 0$  — центрированные волны нагружения Римана, которые сверху отсекаются волной разгрузки  $t = f(r)$ , являющейся границей области нагружения и разгрузки среды.

Так как сферическая УВ есть волна нагрузки — разгрузки и за ее фронтом происходит разгрузка среды, то из (2.1) с учетом теоремы о разгрузке А. А. Ильюшина, выражаемой формулой

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \sigma_{rr}^*(r) + \lambda_0(\varepsilon - \varepsilon^*(r)) + 2G_0(\varepsilon_{rr} - \varepsilon_{rr}^*(r)), \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= \sigma_{\varphi\varphi}^*(r) + \lambda_0(\varepsilon - \varepsilon^*(r)) + 2G_0(\varepsilon_{\varphi\varphi} - \varepsilon_{\varphi\varphi}^*(r)), \end{aligned}$$

получим

$$(2.4) \quad \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \tilde{\alpha}_0^2 \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) + \frac{Q(r)}{\rho_0 a_0^2} \right];$$

$$(2.5) \quad Q(r) = \frac{\partial}{\partial r} [\sigma_{rr}^*(r) - \rho_0 a_0^2 \varepsilon^*(r)] + \frac{2}{r} [\sigma_{rr}^*(r) - \sigma_{\varphi\varphi}^*(r) - 2G_0 \varepsilon^*(r)],$$

$$\rho_0 a_0^2 = \lambda_0 + 2G_0, \quad \lambda_0 = E_1 - \frac{2}{9} E_2, \quad G_0 = \frac{1}{3} E_2,$$

где  $E_1, E_2$  — тангенсы углов наклона ветвей разгрузки соответственно диаграммы  $\sigma(\varepsilon)$  и  $\sigma_i(\varepsilon_i)$  с осями  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_i$ ;  $u$  — перемещение; параметры среды, относящиеся к фронту, обозначены сверху звездочкой.

Рассмотрим случай  $\alpha_2 - (8/27)\beta_2 > 0$  с условиями на фронте волны и границе каверны:

$$(2.6) \quad \sigma_{rr}^* = -\rho_0 \dot{R}(t) u_t^*, u_t^* = -\dot{R}(t) \varepsilon_{rr}^*, u^*(r, t) = 0 \text{ при } r = R(t);$$

$$(2.7) \quad \sigma_{rr} = -\sigma_0(t) \text{ при } r = r_0, t \geq 0 \quad (u_t = \partial u / \partial t = u, \dot{R}(t) = \partial R / \partial t).$$

Решение задачи строится обратным способом. Пусть задана  $\dot{R}(t)$ , тогда (2.6) с учетом (2.2) при  $r = R(t)$  принимает вид

$$(2.8) \quad \varepsilon^*(t) = \varepsilon_{rr}^*(t) = -\frac{\rho_0 \dot{R}^2(t) - \left(\alpha_1 + \frac{4}{9} \beta_1\right)}{\left(\alpha_2 - \frac{8}{27} \beta_2\right)}, u_t^* = -\dot{R}(t) \varepsilon^*(t).$$

Используя формулы Даламбера, находим решение уравнения (2.4)

$$(2.9) \quad u(r, t) = \frac{\psi'(r - a_0 t) + \Phi(r + a_0 t)}{r} - \frac{\psi(r - a_0 t) + \Phi(r + a_0 t)}{r^2} - \\ - \frac{r}{3(\lambda_0 + 2G_0)} \int_{r_0}^r Q(r) dr + \frac{1}{3(\lambda_0 + 2G_0) r^2} \int_{r_0}^r Q(r) r^3 dr$$

( $\psi$  и  $\Phi$  — неизвестные функции).

Подставляя (2.9) в (2.8), получим выражения для определения искомым функций  $\psi$  и  $\Phi$ , которые из-за громоздкости не приводятся. После этого решение задачи относительно перемещения  $u(r, t)$  записывается как

$$(2.10) \quad u(r, t) = \frac{1}{r} \left\{ \int_{r_0}^{r-a_0 t} d\xi_2 \int_{r_0}^{\xi_2} \Phi_2(\xi_1) d\xi_1 - \right. \\ - \int_{r_0}^{r+a_0 t} d\xi_2 \int_{r_0}^{R(F_2(\xi_2)) - a_0 F_2(\xi_2)} \Phi_2(\xi_1) d\xi_1 + \int_{r_0}^{r+a_0 t} \frac{R(F_2(\xi_2))}{(\lambda_0 + 2G_0)} d\xi_2 \int_{r_0}^{R(F_2(\xi_2))} Q(\xi_1) d\xi_1 - \\ - \left. \int_{r_0}^{r+a_0 t} \frac{R(F_2(\xi_2)) \left[ \rho_0 \dot{R}^2(F_2(\xi_2)) - \left(\alpha_1 + \frac{4}{9} \beta_1\right) \right]}{\left(\alpha_2 - \frac{8}{27} \beta_2\right)} d\xi_2 \right\} - \\ - \frac{1}{r^2} \left\{ \int_{r_0}^{r-a_0 t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} d\xi_2 \int_{r_0}^{\xi_2} \Phi_2(\xi_1) d\xi_1 - \frac{a_0 r_0^2 (1 + \dot{R}(0)/a_0)}{\left(\alpha_2 - (8/27) \beta_2\right)} \left[ \rho_0 \dot{R}^2(0) - \right. \right. \\ - \left. \left. \left(\alpha_1 + \frac{4}{9} \beta_1\right) \right] t - \int_{r_0}^{r+a_0 t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} \frac{R(F_2(\xi_2)) - a_0 F_2(\xi_2)}{R(F_2(\xi_2))} \Phi_2(\xi_1) d\xi_1 - \right. \\ - \left. \int_{r_0}^{r+a_0 t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} \frac{R(F_2(\xi_2)) \left[ \rho_0 \dot{R}^2(F_2(\xi_2)) - \left(\alpha_1 + \frac{4}{9} \beta_1\right) \right]}{\left(\alpha_2 - \frac{8}{27} \beta_2\right)} \times \right. \\ \left. \times d\xi_2 + \int_{r_0}^{r+a_0 t} d\xi_3 \int_{r_0}^{\xi_3} \frac{R(F_2(\xi_2))}{(\lambda_0 + 2G_0)} d\xi_2 \int_{r_0}^{R(F_2(\xi_2))} Q(\xi_1) d\xi_1 \right\} - \\ - \frac{r}{3(\lambda_0 + 2G_0)} \int_{r_0}^r Q(r) d\xi + \frac{1}{3(\lambda_0 + 2G_0) r^2} \int_{r_0}^r Q(\xi) \xi^3 d\xi,$$

где  $F_i(z_i)$  ( $i = 1, 2$ ) — корень уравнения  $R(t) \mp a_0 t = z_i$  относитель-

но  $t$ ;  $\Phi_2(z)$  — известная функция своего аргумента, которая выражается через параметры среды на фронте УВ.

Дифференцируя (2.10) по  $t$  и  $r$ , определим массовую скорость  $u_t(r, t)$  и деформацию  $\varepsilon(r, t)$ , а затем на основе формул (2.3) вычисляются компоненты напряжений  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{\varphi\varphi}$ . Далее, подставляя (2.3) с учетом (2.10) в (2.7), находим профиль нагрузки  $\sigma_0(t)$ .

3. Для решения сферической упругопластической задачи методом характеристик, введя обозначения

$$u_t = \partial u / \partial t, \quad \varepsilon_{rr} = \partial u / \partial r$$

из (2.4), получим систему

$$(3.1) \quad \frac{\partial u_t}{\partial t} = a_0^2 \left[ \frac{\partial \varepsilon_{rr}}{\partial r} + \frac{2}{r} \left( \varepsilon_{rr} - \frac{u}{r} \right) + \frac{Q(r)}{\rho_0 a_0^2} \right], \quad \frac{\partial u_t}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon_{rr}}{\partial t}.$$

Если учесть, что на фронте  $r = R(t)$  перемещение  $u(r, t) = 0$ , то система уравнений (3.2) допускает следующие уравнения характеристик и соотношения на них:

$$(3.2) \quad r'_{1,2} = \mp a_0, \quad du = u_t dt + \varepsilon_{rr} dr, \\ du_t - a_0^2 \left[ \frac{2}{r} \left( \varepsilon_{rr} - \frac{u}{r} \right) + \frac{Q(r)}{\rho_0 a_0^2} \right] dt - r'_{1,2} d\varepsilon_{rr} = 0.$$

На основе (3.2) с учетом (2.2), (2.3), (2.6) и (2.7) разработана схема расчета задачи, аналогичная численной схеме [11], и проведены расчеты на ЭВМ для конкретной структуры грунта.

4. Расчеты проводились для случая, когда форма поверхности УВ задана как полином второй степени  $R(t) = r_0 + R_1 t - (R_2/2)t^2$ ,  $\dot{R}(t) > 0$  с исходными параметрами грунта:  $\rho_0 = 0,02 \cdot 10^4$  кг·с<sup>2</sup>/м<sup>4</sup>,  $\sigma_0(0) = 105 \cdot 10^4$  кг/м<sup>2</sup>,  $r_0 = 1$  м,  $R_2 = 2 \cdot 10^2 R_1$ ,  $\alpha_1 = 12,127 \cdot 10^4$  кг/м<sup>2</sup>,  $\alpha_2 = 58,73 \cdot 10^7$  кг/м<sup>2</sup>,  $\beta_1 = 35,83 \cdot 10^6$  кг/м<sup>2</sup>,  $\beta_2 = 11,64 \cdot 10^8$  кг/м<sup>2</sup>,  $E_1 = 14 \cdot 10^7$  кг/м<sup>2</sup>,  $E_2 = 2 \cdot 10^7$  кг/м<sup>2</sup>.

Результаты расчетов на ЭВМ представлены на рис. 1—4 для напряжений, массовой скорости и нагрузки в зависимости от времени и пространственной координаты  $r$ , а также на фронте УВ  $r = R(t)$ . Здесь штриховые и сплошные линии соответствуют идеальной нелинейно-сжимаемой и упругопластической средам. Расчеты при  $t = 0$  с учетом соотношений (2.6) в случае выполнения граничного условия  $\sigma_{rr}(r_0, 0) = -p(r_0, 0) = -\sigma_0(0) = -105$  кг/см<sup>2</sup> показывают, что скорость УВ  $\dot{R}(0) = R_1$  для нелинейно-сжимаемой и упругопластической сред различная и равна  $R_1 = 391$  и  $420$  м/с.

Следовательно, область возмущения упругопластической среды становится более широкой, чем область возмущения нелинейно-сжимаемой идеальной среды.

Из рис. 1 ( $r = r_0 = 1$ ) видно, что в случае моделирования грунта нелинейно-сжимаемой средой по сравнению с упругопластической задачей найденный из решения задачи обратным способом профиль нагрузки  $\sigma_0(t)$  изменяется во времени сравнительно медленно и при  $t > 0$  по абсолютной величине приобретает наибольшие значения. Это объясняется тем, что при рассмотрении задачи в рамках нелинейно-сжимаемой среды грунт со всех сторон обжат одним и тем же давлением, тогда как при использовании динамической теории пластичности  $\sigma_{rr} > \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta}$  и процесс затухания  $\sigma_0(t)$  в последнем случае происходит сравнительно быстро. Кроме того, все параметры среды при  $r = r_0$  в зависимости от  $t$  имеют затухающий характер.

Аналогичный закон изменения параметров  $\sigma_{rr} = -p$ ,  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ,  $u_t = u$  во времени наблюдается при  $r > r_0$ . Однако при  $r > r_0$  интенсивность вышеуказанных параметров несколько слабее, чем при  $r = r_0$ .

Кривые, представленные на рис. 2, 3, показывают, что  $\sigma_{rr}$ ,  $u_t$  в зависимости от пространственной координаты  $r$  при фиксированных момен-

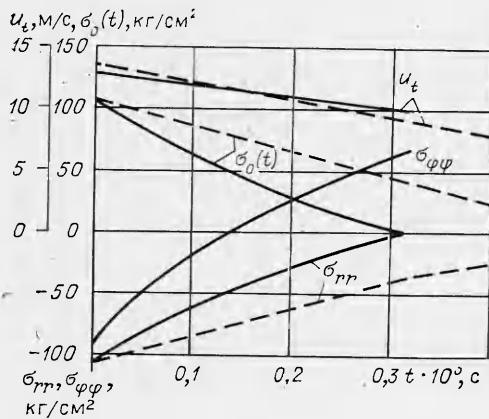


Рис. 1

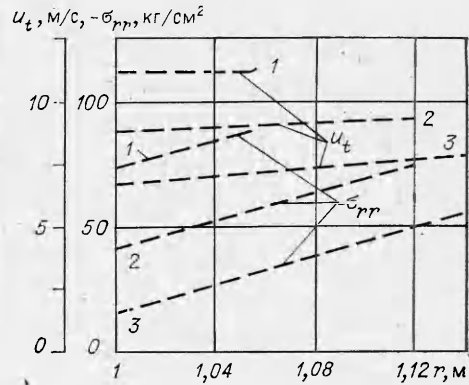


Рис. 2

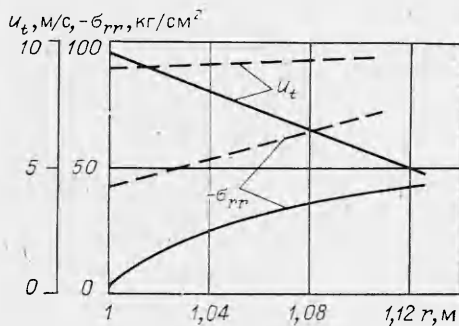


Рис. 3

тах времени  $t = 0,15 \cdot 10^{-3}$ ;  $0,30 \cdot 10^{-3}$ ;  $0,45 \cdot 10^{-3}$  с (линии 1—3 на рис. 2), за исключением  $\sigma_{rr}$  упругопластической среды (сплошная линия на рис. 3), изменяются в основном по линейному закону. При этом напряжение  $\sigma_{rr}$ , вычисленное для упругопластической среды, получается по абсолютной величине наименьшим. Такая же картина имеет место при изменении напряжений  $\sigma_{rr}^*$ ,  $\sigma_{\phi\phi}^*$  и массовой скорости  $u_t^*$  вдоль фронта волны в зависимости от времени (рис. 4).

С целью сравнения результатов аналитического и численного методов на ЭВМ методом характеристик проведены расчеты задачи о распространении сферической волны в грунте для ранее полученной аналитической обратной способом нагрузки  $\sigma_0(t)$  (см. рис. 1, сплошная линия). Сопоставляя результаты расчетов по распределению параметров среды вдоль фронта УВ, заметим, что результаты метода характеристик (рис. 4, штрихпунктирные линии) удовлетворительно совпадают с аналитическим решением задачи.

Таким образом, если скорость фронта сферической УВ задана в виде монотонно убывающей функции времени, то все параметры среды в области возмущения, в том числе профиль нагрузки на границе каверны, получаются также затухающей функцией времени. Компоненты напряжений и массовая скорость среды на границе каверны с течением времени спадают быстрее, чем на фронте волны. С увеличением коэффициентов  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  компоненты напряжений возрастают, а с увеличением модулей Юнга  $E_1$ ,  $E_2$  — убывают. Однако эффект влияния  $E_2$  на распределение параметров среды слабее, чем  $E_1$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Х. А. Рахматулину за обсуждения результатов работы.

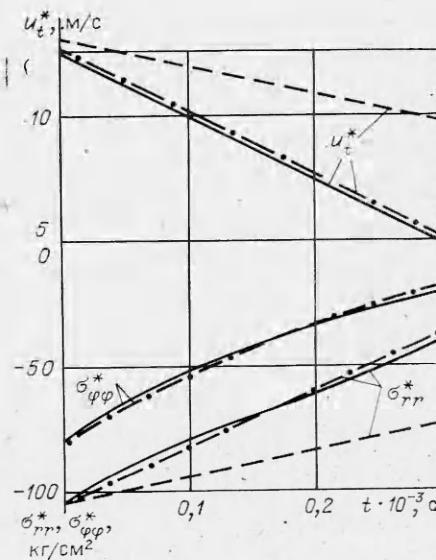


Рис. 4

## ЛИТЕРАТУРА

1. Луиц Я. Л. Распространение сферических упругопластических волн.— ПММ, 1949, т. 13, № 1.
2. Зволинский Н. В. Об излучении упругой волны при сферическом взрыве в грунте.— ПММ, 1960, т. 24, № 1.
3. Григорян С. С., Пачевский Я. А. О действии сильного подземного взрыва в плотной горной породе.— ДАН СССР, 1973, т. 242, № 2.
4. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского.— М., 1971.
5. Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М. Численное исследование взрыва в упруго-пластической среде и некоторые вопросы моделирования.— ДАН СССР, 1976, т. 228, № 1.
6. Якупов Р. Г. Сферическая взрывная волна в грунтах.— ФГВ, 1976, т. 12, № 5.
7. Сагомоян А. Я., Гарбер П. М. Взрыв сферического слоя заряда в пластически сжимаемой среде.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика и механика, 1974, № 3.
8. Рахматулин Х. А., Сагомоян А. Я., Алексеев Н. А. Вопросы динамики грунтов.— М.: Изд-во МГУ, 1964.
9. Атабаев К., Мамадалиев Н. Распространение одномерной пластической волны в среде с линейной и ломаной разгрузками.— ПМТФ, 1981, № 3.
10. Мамадалиев Н., Юсупов А. И. О распространении одномерных упругопластических волн в грунтах.— ПМТФ, 1982, № 5.
11. Мамадалиев Н., Молев В. И. О распространении двумерной пластической волны в нелинейно-сжимаемой полуплоскости.— ПМТФ, 1977, № 4.

Поступила 12/II 1985 г.

УДК 532.539+624.131

## ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В ГРУНТАХ

А. А. Вовк, И. А. Лучко, Г. М. Ляхов,  
В. А. Плакий, Н. С. Ремез

(Москва, Киев)

Цель многих исследований в области динамики грунтов, горных пород, льда, снега и других многокомпонентных пористых сред в последние годы — построение модели для описания волновых процессов. При этом оказалось недостаточным основываться на применении классической теории пластичности или линейной вязкоупругости. Экспериментальное изучение распространения и взаимодействия взрывных и слабых продольных волн, а также деформирования образцов при разных скоростях нагружения показывает, что свойства многокомпонентных пористых сред более многообразны, их надо рассматривать как нелинейные вязкопластические среды с переменной вязкостью.

Ниже на основе модели [1], учитывающей эти свойства, получено численное решение осесимметричной задачи о распространении взрывной волны в грунте. Определены параметры волны на разных расстояниях от взрыва, получена зависимость интенсивности угасания волны от содержания компонентов, построены графики  $p(\epsilon)$  объемного деформирования частиц при распространении волны. Проведено сопоставление результатов расчета на ЭВМ с данными опытов, подтверждающее применимость модели к различным грунтам.

Численное решение задачи о распространении сферической взрывной волны, согласно модели [1], дано в [2], а о деформировании грунта заданной переменной нагрузкой — в [3].

При численном решении задачи использована конечно-разностная схема счета с искусственной вязкостью, разработанная для упругопластических сред [4] и распространенная на нелинейные вязкоупругие и вязкопластические среды [2].

1. В соответствии с моделью [1] грунт рассматривается как трехкомпонентная среда. Первый компонент — свободное поровое пространство, заполненное воздухом, второй — вода, третий — твердые минеральные частицы. Обозначим  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  начальное объемное содержание соответствующих компонентов,  $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$ . Сжимаемость первого компонента определяется условием разрушения и переукладки твердых и жидких частиц при нагружении, она существенно меньше сжимаемости порового воздуха. Вязкие свойства и диссипация энергии связаны с мгновенностью процесса переукладки, с внутренним трением.

Объемная деформация среды  $\epsilon$  определяется объемной деформацией компонентов  $\epsilon_i$ . Обозначим  $\rho_0$  плотность среды, а  $\rho_i$  — компонентов:

$$\epsilon = \alpha_1 \epsilon_1 + \alpha_2 \epsilon_2 + \alpha_3 \epsilon_3, \quad \rho_0 = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3.$$