ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ ГІРНИЧОГО ВИРОБНИЦТВА

УДК 539.375 + 624.139.329

МОДЕЛЮВАННЯ ПОШИРЕННЯ ЦИЛІНДРИЧНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ У ШАРУВАТИХ ГРУНТОВИХ МАСИВАХ

І.А. Лучко, докт. техн. наук (ЗАТ "Techновибух"),
Н.С. Ремез, канд. техн. наук, О.І. Буковська, інж.
(Інститут гідромеханіки НАН України)

В рамках модели твердой пористой многокомпонентной вязкопластичной среды с переменным коэффициентом объемной вязкости разработана методика моделирования динамического поведения слоистого грунтового массива под действием взрыва цилиндрического заряда взрывчатого вещества.

Підривні роботи часто виконують у шаруватих середовищах, оскільки здебільшого грунти природного залягання являють собою складну систему шарів з різними фізико-механічними властивостями, які можуть змінюватися неперервно. Шари можуть мати різко виражену поверхню відокремлення. Шарами можуть бути вода, повітря, гірські породи різної міцності, елементи конструкцій і споруд. Стисливість матеріалу окремих шарів визначає характер і амплітуду проникливих і відбитих ударних хвиль.

Теоретичному та експериментальному дослідженню поширення ударних хвиль у шаруватих середовищах та їх взаємодії з нерухомою перешкодою присвячено ряд наукових праць [1–7]. Слід зазначити, що в теоретичних дослідженнях [1, 3, 4, 6] розглядалися спрощені моделі середовищ і джерел вибуху.

У статті досліджується камуфлетний вибух циліндричного заряду вибухової речовини (ВР) у двошаровому грунтовому масиві. Припускається співвісність заряду і меж шарів. Процес детонації ВР розглядається в рамках моделі миттєвої хвильової детонації, згідно з якою весь заряд детонує миттєво.

Початковий тиск P_n в усіх точках заряду однаковий, щільність продуктів детонації (ПД) ρ_n дорівнює початковій щільності ВР. У навколишнє середовище починає поширюватися ударна хвиля, а в напрямку осі заряду – хвиля розрідження. В результаті взаємодії елементарних хвиль на осі заряду виникає повторна розбіжна хвиля. Цей процес повторюється доти, поки продукти детонації не передадуть всю енергію навколишньому середовищу.

Застосовується ізентропійне рівняння стану продуктів детонації у вигляді двочлена [8]

$$P = A\rho^n + B\rho^{\gamma+1} . \qquad (1)$$

З рівняння (1) при $P \to P_n$ випливає рівняння [9]

$$P = P_n(\frac{\rho}{\rho_n})^{k_n}, \qquad (2)$$

де k_n – показник ізентропи на фронті детонаційної хвилі. При $P \to P_0$ з (1) випливає рівняння

$$P = P_0(\frac{\rho}{\rho_0})^{k_0}, \qquad (3)$$

де P_0 – атмосферний тиск; ρ_0, k_0 – відповідно щільність ПД і показник ізентропи при $P = P_0$; P_n, ρ_n – відповідно тиск і щільність ПД в точці спряження кривих (2) і (3).

Внутрішня енергія продуктів детонації на фронті детонаційної хвилі E складається з суми теплоти вибухового перетворення Q і енергії ударного переходу:

$$E = Q + \frac{P_n - P_0}{2}(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_n}). \qquad (4)$$

Константи A, B, n, γ у рівнянні (1) визначаються з таких умов. Криві (1) і (2) мають спільну точку (P_n, ρ_n) і дотичну в цій точці. Лінії (1) і (3) мають спільну дотичну при $\rho \to 0$. Продукти детонації виконують роботу, яка дорівнює внутрішній енергії E при розширенні від ρ_n до ρ_0. Звідси випливає система рівнянь для визначення констант рівняння (1):

$$\left.\begin{aligned} k_n &= \frac{n + B\rho_n^{\gamma+1}(\gamma + 1 - n)}{\rho_n}, \qquad \gamma = k_0 - 1 \\ Q &= \frac{(\rho_n - \rho_0)(V_0 - V_n)}{2} = \frac{P_n - P_0}{\rho_n(n-1)} + \frac{B\rho_n^{\gamma}(n - 1 - \gamma)}{\gamma(n-1)}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Оскільки на фронті детонаційної хвилі виконуються умови

$$P_n = \frac{\rho_0 D_n^2}{k_n + 1}, \ \rho_n = \frac{\rho_0}{k_n}(k_n + 1), \tag{6}$$

де D_n – швидкість детонації, то константи в рівнянні (1) однозначно визначаються зі співвідношень (5)–(6) при відомих характеристиках ВР (D_n, k_n, k_0, Q і ρ_0).

Грунт моделюється твердим пористим багатокомпонентним в'язкопластичним середовищем [2]. Рівняння об'ємного стиснення і розвантаження середовища має вигляд

$$\dot{\varepsilon} = \varphi(P,\varepsilon)\dot{P} - \frac{\alpha\lambda_1(P,\varepsilon)}{\eta}\psi(P,\varepsilon). \tag{7}$$

Точка над символом означає похідну по часу. При $\dot{P} \to 0$, $\dot{\varepsilon} \to 0$ з рівняння (7) випливає граничне рівняння статичного стиснення середовища; при $\dot{P} \to \infty$, $\dot{\varepsilon} \to \infty$ – граничне рівняння динамічного стиснення середовища.

У рівнянні (7) функції при навантаженні не збігаються з відповідними функціями при розвантаженні.

Для навантаження:

$$\left.\begin{aligned}
&\varphi(P,\varepsilon)=\alpha_1\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}\right)^{-1}-\sum_{i=2}^{3}\alpha_iB_i\left[A_i(P-P_0)+1\right]^{-k_i-1},\\
&\lambda_1(P,\varepsilon)=1-\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}\right)^{-1}\frac{df_s}{d\varepsilon_1},\qquad \psi(P,\varepsilon)=P-P_0-f_s(\varepsilon_1),\\
&f_s(\varepsilon_1)=A_s^{-1}\left[(\varepsilon_1+1)^{-\gamma_s}-1\right],f_D(\varepsilon_1)=f_s(\varepsilon_1)+k\varepsilon,\\
&\varepsilon_1=\frac{1}{\alpha_1}\left(\varepsilon-\sum_{i=1}^{3}\alpha_i\varepsilon_i\right)=\frac{1}{\alpha_1}\left\{\varepsilon+1-\sum_{i=2}^{3}\alpha_i\left[A_i(P-P_0)+1\right]^{-k_i}\right\}-1.
\end{aligned}\right\}\tag{8}$$

Змінний коефіцієнт об'ємної в'язкості при навантаженні визначається за формулою

$$\eta(P,\varepsilon)=\eta_D\left\{\left[P-P_0-A_s^{-1}\left[\gamma_s\varepsilon_1-1+(\varepsilon_1+1)^{-\gamma_s}\right]\right]/\left[\varepsilon_1\left(k-\rho_0c_s^2\right)\right]\right\}^{-m}.\tag{9}$$

Для розвантаження:

$$\left.\begin{aligned}
&\varphi(P,\varepsilon)=\alpha_1\left[\frac{df_D}{d\varepsilon_1}-\frac{df_s}{d\varepsilon_1}+\frac{df_{SR}}{d\varepsilon_1}\right]^{-1}-\sum_{i=2}^{3}\alpha_iB_i\left[A_i(P-P_0)+1\right]^{-k_i-1},\\
&\lambda_1(P,\varepsilon)=\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}-\frac{df_s}{d\varepsilon_1}\right)\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}-\frac{df_s}{d\varepsilon_1}+\frac{df_{SR}}{d\varepsilon_1}\right)^{-1},\\
&f_{SR}(\varepsilon_1)=A_{SR}^{-1}\left\{\left\{\varepsilon_1+1+\left[A_{SR}(P-P_0)+1\right]^{-\frac{1}{\gamma_{SR}}}\right\}-1\right\},\\
&\eta(P,\varepsilon)=\eta_D\left\{\frac{P_m-P_0-A_s^{-1}\left[\gamma_s\varepsilon_{1m}-1+(\varepsilon_{1m}+1)^{-\gamma_s}\right]}{\varepsilon_{1m}\left(k-\rho_0c_s^2\right)}\right\}^{-m},\\
&P_m-P_0=A_s^{-1}(\varepsilon_{1m}+1)^{-\gamma_s},\qquad A_i=\frac{\gamma_i}{\rho_{i0}c_{i0}^2},\quad B_i=\left(\rho_{i0}c_{i0}^2\right)^{-1},\\
&k_i=\frac{1}{\gamma_i},i=2,3;A_{SR}=\frac{\gamma_{SR}}{\rho_0c_{SR}^2},A_s=\frac{\gamma_s}{\rho_0c_s^2},
\end{aligned}\right\}\tag{10}$$

де α_1, α_2, α_3 – об'ємний вміст компонентів в одиниці об'єму грунту (α_1 – поровий простір, α_2 – вода, α_3 – твердий компонент), причому $\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3=1$;

ε – об'ємна деформація середовища; ε_i – об'ємна деформація компонентів середовища; ρ_{io}, c_{io} – щільність компонентів середовища і швидкість звуку в них при атмосферному тиску P_0; ρ_0 – початкова щільність грунту; c_s, c_{sR} – швидкість звуку відповідно при статичному навантаженні і при розвантаженні середовища; γ_2, γ_3 – показники степеня в рівнянні стиснення типу Тета для рідкого і твердого компонентів; γ_s, γ_{sR} – коефіцієнти, які характеризують поведінку середовища при навантаженні і розвантаженні середовища; η – коефіцієнт об'ємної в'язкості середовища; ε_{1m}, P_m – максимальна об'ємна деформація і відповідний до неї тиск.

За умову пластичності вибираємо критерій Мізеса–Боткіна, який для випадку циліндричного вибуху має вигляд

$$S_1 = -\left(y_0 + \frac{k_t P}{1 + \dfrac{k_t P}{\tau - y_0}} \right), \tag{11}$$

$$S_2 = -\frac{1}{2} S_1,$$

де y_0 – зчеплення грунту, k_t – коефіцієнт тертя, τ – гранична міцність на зсув; S_1, S_2 – складові девіатора тензора напружень.

Дослідженнями [2, 5, 7] доведено ефективність застосування моделі твердого пористого в'язкопластичного середовища для моделювання динаміки камуфлетного вибуху в однорідних грунтах.

Розглядана задача є зв'язаною. Це обумовлено пов'язаністю полів динамічних величин у продуктах детонації і в обох шарах грунтового масиву, які досліджуються в рамках механіки суцільного середовища.

Хвильові процеси в продуктах детонації і грунті описуються законами збереження маси, кількості руху і енергії, які в змінних Лагранжа для циліндричної системи координат (r, θ, z) мають такий вигляд:

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}\right)=\frac{\partial \sigma_r}{\partial r}+\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r},u=\frac{\partial r}{\partial t}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho u)}{\partial r}=0, \tag{13}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t}+P\frac{\partial \hat{V}}{\partial t}-\hat{V}\left(S_r\dot{\varepsilon}_r+S_\theta\dot{\varepsilon}_\theta\right)=0, \tag{14}$$

$$\sigma_i=S_i-P \qquad (i=r,\theta,z), \tag{15}$$

де S_i, σ_i – компоненти тензора і девіатора тензора напружень, причому для продуктів детонації $S_i = 0$; $\hat{V}=V/V_0$, V, V_0 – відносний, поточний і початковий питомі об'єми. Для компонент тензора швидкостей деформацій виконуються співвідношення

$$\dot{\varepsilon}_r=\frac{\partial u}{\partial r}, \quad \dot{\varepsilon}_\theta=\frac{u}{r}. \tag{16}$$

Початковими для даної задачі є такі умови:

$$\begin{aligned} &u=0,\ P=P_n,\ \rho=\rho_n \quad \text{при} \quad 0\le r<r_0;\\ &u=0,\ P=\sigma_r=\sigma_\theta=0,\ \rho=\rho_1 \ \text{при}\ r_0\le r\le r_1,\\ &u=0, P=\sigma_r=\sigma_\theta=0, \rho=\rho_2 \ \text{при}\ r>r_1,\end{aligned} \tag{17}$$

де ρ_1, ρ_2 – щільність ґрунтів першого і другого шару при $P = P_0$; r_1 – координата межі відокремлення шарів.

Граничними умовами є:

швидкість частинок на осі заряду дорівнює нулю;

неперервність напружень σ_r, середнього гідростатичного тиску P і масової швидкості u на рухомих контактних розривах продукти детонації–перший шар ґрунту і перший шар–другий шар.

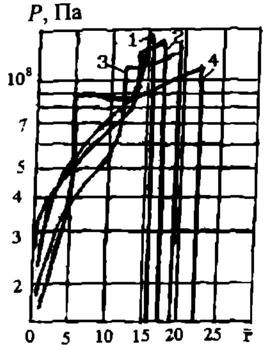
Для апроксимації системи диференціальних рівнянь (12)–(16) застосовується метод скінченних різниць, зокрема скінченнорізницева схема типу "хрест" [10] другого порядку точності по просторовій і часовій координатах з рухомою сіткою, яка автоматично розширюється, і лінійно-квадратичною в'язкістю, що дозволяє виконувати наскрізне рахування як на гладких, так і на розривних течіях. Умовою стійкості різницевої схеми служить умова типу Куранта.

Розглянемо результати моделювання вибуху циліндричного заряду грануліту радіусом $r_0 = 0{,}1$ м з такими фізико-механічними характеристиками: $P_n = 3{,}54 \cdot 10^9$ Па; $\rho_n = 1268$ кг/м^3; $A = 2{,}938$ Па$\cdot$(кг/м^3)$^{-n_0}$; $n_0 = 2{,}71$; $B = 3{,}685 \cdot 10^5$ Па (кг/м^3)$^{-\gamma}$; $\gamma = 1{,}25$.

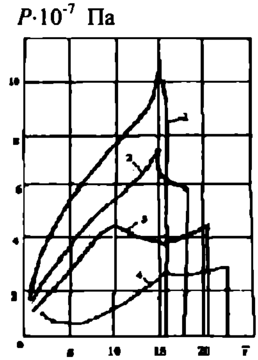
Межа відокремлення шарів розміщена на відстані $r_л = 15{,}07\ r_0$, де $r_л$ – координата Лагранжа. Досліджено два варіанти взаємного розміщення шарів. У першому варіанті вміст компонентів у першому шарі становив: $\alpha_1 = 0{,}2$, $\alpha_2 = 0{,}2$, $\alpha_3 = 0{,}6$ при $\rho_0 = 1790$ кг/м^3; в другому шарі – $\alpha_1 = 0{,}01$, $\alpha_2 = 0{,}39$, $\alpha_3 = 0{,}6$ при $\rho_0 = 1980$ кг/м^3. У другому варіанті вміст компонентів у шарах поміняли місцями. Інші фізико-механічні характеристики шарів: $\rho_0 c_S^2 = 3 \cdot 10^7$ Па; $\rho_0 c_D^2 = 3{,}67 \cdot 10^9$ Па; $k = -3{,}7 \cdot 10^9$ Па; $\gamma_s = 4$; $\gamma_D = 5$; $\gamma_{sk} = 8$; $\eta_D = 1200$ Па$\cdot$с; $\rho_{20} = 1000$ кг/м^3; $\rho_{30} = 2650$ кг/м^3; $c_{20} = 1500$ м/с; $c_{30} = 4500$ м/с; $\gamma_2 = 7$; $\gamma_3 = 4$.

Відомо, що характер відбиття падаючої хвилі від межі відокремлення шарів різний для цих двох варіантів. У першому варіанті щільність другого середовища більша, отже, більша і його акустична жорсткість. Внаслідок цього відбита хвиля є ударною. У другому варіанті другий шар більш стисливий, тому відбита хвиля є хвилею розрідження.

На рисунку наведено поля тиску в різні моменти часу. З аналізу кривих випливають зазначені вище закономірності. У першому варіанті при підході падаючої хвилі до межі відокремлення шарів тиск на ній стрибкоподібно збільшується. У міру зростання часу коефіцієнт відбиття збільшується. Максимум тиску спостерігається на фронті проникаючої ударної хвилі, а мінімум – у місці контактного розриву продукти детонації–перший шар. У другому варіанті при підході падаючої хвилі тиск на межі відокремлення зменшується стрибком. У міру поширення хвилі коефіцієнт відбиття зменшується. Максимум тиску в цьому варіанті також відмічається на фронті



а



б

Поля тиску в різні моменти часу для першого (*а*) і другого (*б*) варіантів взаємного розміщення шарів середовищ: $\hat{r} = r/r_0$; *1* – t = 5,23·10^{-3}, с; *2* – t = 5,87·10^{-3}, с; *3* – t = 6,74·10^{-3} с; *4* – t = 7,13·10^{-3} с

проникаючої ударної хвилі, а мінімум – на контакті шарів. Потім мінімум тиску зміщується в область хвилі розрідження.

1. *Ляхов Г.М.* Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. – М.: Недра, 1964. – 216 с.

2. *Ляхов Г.М.* Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. – М.: Наука, 1982. – 286 с.

3. *Ляхов Г.М., Осадченко Р.А., Полякова Н.И.* Плоские волны в неоднородных пластических средах и их взаимодействие с преградами // Прикл. мех. и техн. физика. – 1969. – №4. – С. 45–49.

4. *Ляхов Г.М., Штейнбах И.А.* Распространение волны в неоднородной пластической среде и её переход в более сжимаемую среду // Управление энергией взрыва. – Фрунзе: Илим, 1970. – С. 31–43.

5. *Механический* эффект взрыва в грунтах / И.А. Лучко, В.А. Плаксий, Н.С. Ремез и др. – Киев: Наук. думка, 1989. – 232 с.

6. *Степанова Г.В.* Нестационарное отражение плоской ударной волны от жесткой стенки // Физика горения и взрыва. – 1976. – № 3. – С. 469–471.

7. *Лучко И.А., Ремез Н.С.* Взаимодействие цилиндрических взрывных волн в вязкопластической среде с неподвижной преградой // Прикл.механика, 1995. - Т. 31. – № 5. – С. 87–93.

8. *Каширский А.В., Орленко Л.П., Охитин В.Н.* Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // Прикл. мех. и техн. физика. – 1973. – №2. – С. 71–74.

9. *Ландау Л.Д., Станюкович К.П.* Об изучении детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. Акад. наук СССР, 1945. – Т. 46. – № 9. – С.112–117.

10. *Уилкинс М.Л.* Расчет упруго-пластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.

УДК 624.539.376

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГО-ВЯЗКОЙ ДИАФРАГМЫ СО СПЛОШНЫМ УПРУГО-ВЯЗКИМ ОСНОВАНИЕМ ПРИ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЕ С УЧЕТОМ ФАКТОРА ВРЕМЕНИ

Тадеуш Рембеляк, докт.-инж.
(Краковская горно-металлургическая академия)

Розглянуто сумісну роботу пружно-в'язкої бетонної діафрагми з суцільною пружно-в'язкою основою з гірських порід з урахуванням фактора часу, тобто на основі теорії спадкової повзучості і старіння.

При строительстве подземных горнотехнических сооружений актуальной является проблема расчета совместной работы упруго-вязкой диафрагмы из бетона или железобетона и сплошного упруго-вязкого основания из горных пород. При этом следует учитывать эффект ползучести материалов основания и диафрагмы, проявляющийся вследствие нарастания деформаций тел диафрагмы