"Донецьквугілля" дають підставу для рекомендації використання вказаного способу двоступеневого зміцнення порід навколо відремонтованих капітальних виробок, в т.ч. корінних польових штреків, квершлагів.

1. *Выгодин М.А., Евтушенко В.В.* Пучение пород почвы в выработках Западного Донбасса // Уголь Украины. – 1987. – № 7. – С. 12–13.

2. *Кошелев К.В., Томасов А.Г.* Поддержание, ремонт и восстановление горных выработок. – М.: Недра, 1985. – 215 с.

УДК 539.319:622.231

ЕФЕКТ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ХВИЛІ ВИБУХУ ПРИ ЗАКРІПЛЕННІ ПОРОЖНИНИ КАРСТОВОГО ПРОВАЛУ ЗОЛОШЛАКОВИМИ СУМІШАМИ

Р.Р. Самедова, інж. (Інститут гідромеханіки НАН України)

Определены термические напряжения, возникающие вследствие изменения температуры золошлаковой смеси при взрыве и создающие благоприятные условия для ее твердения.

При будівництві фундаментів будівель і споруд та прокладанні автомобільних шляхів на закарстованих територіях необхідно заповнити карстові провали бетоном.

Для заповнення карстових провалів нами запропоновані економічно ефективні речовини, які виготовляються на основі золошлакових сумішей. Міцність таких речовин збільшується при активації складових компонентів сумішей та автоклавному режимі їх тверднення [1, 2]. Цього можна досягти за допомогою вибуху, здійсненого всередині суміші, яка залита в карстовий провал і закрита інвентарними залізобетонними плитами. Температурні хвилі,

що виникають під час вибуху, є каталізатором процесу активації інертних компонентів суміші і забезпечують автоклавний режим тверднення суміші.

Висока температура створює сферичні термопружні хвилі в середовищі однорідної золошлакової суміші, яка заповнює порожнину карстового провалу. Хвилі поширюються як у радіальному і коловому напрямках, так і в глибину.

Розглянемо випадок, коли карстовий провал заповнено золошлаковою сумішшю і всередині нього встановлено шашки вибухової речовини (ВР). Порожнина, заповнена сумішшю, являє собою пружний півпростір. При раптовому нагріванні суміші навколо осередку вибуху починає поширюватися сферична хвиля напружень, викликана силою інерції, яка виникає внаслідок зміни температури. Хвиля напружень, у свою чергу, породжує рухи, а рухи завершуються переміщеннями або зміщеннями.

Використовуючи полярну симетрію для випадку поширення сферичних хвиль, отримаємо диференціальне рівняння радіального зміщення:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial U}{\partial r}-\frac{2U}{r^2}-\frac{1}{C_v}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=\frac{1+\mu}{1-\mu}\alpha\frac{\partial T}{\partial r}, \qquad (1)$$

де U – зміщення в радіальному напрямку; r – радіус сферичних пружних хвиль навколо осередку вибуху; C_v – швидкість сферичних пружних хвиль; μ – коефіцієнт Пуассона; α – коефіцієнт лінійного розширення золошлакової суміші; T – температура; t – час.

Введемо безрозмірні змінні величини

$$\eta=\frac{r}{R};\qquad \tau=\frac{a_T t}{R^2};\qquad \xi=\frac{\eta-1}{2\sqrt{\tau}}, \qquad (2)$$

де a_T – коефіцієнт температуропроводності суміші; R – радіус порожнини.

Застосовуючи перетворення Лапласа, розв'яжемо рівняння (1) при $U = 0$; на межі порожнини карстового провалу $U = 0$ при $t = 0$:

$$U(\eta,\tau)=\frac{1+\mu}{1-\mu}\alpha T_0 R\left[V(\eta,\tau)+W(\eta,\tau)\right]. \qquad (3)$$

Радіальні σ_{rr}, колові $\sigma_{\varphi\varphi}$ та крутильні $\sigma_{\theta\theta}$ компоненти напружень можна обчислити через зміщення U:

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{rr}&=\frac{2G}{1-2\mu}\left[(1-\mu)\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial\eta}+2\mu\frac{1}{R}\frac{U}{\eta}-(1+\mu)\alpha T\right];\\ \sigma_{\varphi\varphi}&=\sigma_{(\theta)}=\frac{2G}{1-2\mu}\left[\frac{1}{R}\frac{U}{\eta}+\mu\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial\eta}-(1+\mu)\alpha T\right].\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Функції $V(\eta,\tau)$ і $W(\eta,\tau)$, що входять у формулу (3), визначаються за формулами

$$\left.\begin{aligned}V(\eta,\tau)=&\frac{1}{2\eta^2}\left[(\eta^2-2\tau-1-2\delta^2)erfc(\xi)-2(\eta+1)\sqrt{\frac{\tau}{\pi}}e^{-\xi^2}+\right.\\&+\delta(\delta-\eta)erfc\left(\xi+\frac{\sqrt{\tau}}{\delta}\right)\exp\left(\frac{\tau}{\delta^2}-\frac{\eta-1}{\delta}\right)+\\&\left.+\delta(\delta+\eta)erfc\left(\xi-\frac{\sqrt{\tau}}{\delta}\right)\exp\left(\frac{\tau}{\eta^2}-\frac{\eta-1}{\delta}\right)\right];\\ W(\eta,\tau)=&\frac{-H(\omega)}{\eta^2}\left[\delta(\delta+\eta)e^{\delta^2\omega}+ARC_1\left\{F(\eta)\left[\delta^3 erfc\left(\frac{\sqrt{\omega}}{\delta}\right)e^{\frac{\omega}{\delta}}-\right.\right.\right.\\&\left.\left.\left.-K^{-3/2}erfc\left(\sqrt{K\omega}\right)e^{K\omega}+Be^{K\omega}+C\left(\omega+2\sqrt{\frac{\omega}{\pi}}\right)+D\right]\right\}\right].\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

де $H(\omega)$ – переривник Хевісайда, що описує поширення сферичної температурної хвилі від межі порожнини карстового провалу і дорівнює

$$H(\omega)=\begin{cases}0 & \text{при } \tau<0;\\ 1 & \text{при } \tau>0;\end{cases}$$

$$A=\frac{2\Delta_k}{\delta q\left[1+2\delta\Delta_k(\delta+1)\right]};\qquad B=\frac{\delta^2}{2\Delta_k}+K^{-2}+K^{-\frac{2}{3}};\qquad C=\delta^2-K^{-1};\qquad D=\delta^4-K^{-2};$$

$$q=\frac{\sqrt{1-2\mu}}{1-\mu};\qquad \Delta_k=\frac{1-2\mu}{1-\mu};\qquad \delta=\frac{a_T}{RC_v};$$

$$C_v=\sqrt{\frac{2(1-\mu)}{1-2\mu}\frac{G}{\gamma_{сум}}};\qquad \gamma_{сум}-\text{густина суміші;}$$

$$K=\frac{-\Delta_{k+iq}}{\delta};\qquad \omega=\tau-\delta(\eta-1);\quad G-\text{модуль зсуву;}$$

$$F(\eta)=-q(\delta+\eta)+i\left[1+\Delta_k(\delta-2\delta\eta-\eta)\right].$$

Складова $W(\eta, \tau)$ формули (3) характеризує поширення сферичної хвилі від межі порожнини карстового провалу, а складова $V(\eta, \tau)$ відображає ефект дифузії. Положення хвильового фронту визначається при частоті коливань $\omega = 0$. На цьому фронті напруження мають стрибок:

$$\Delta\sigma_{rr}=\frac{E\alpha T_0}{(1-2\mu)\eta};\qquad \Delta\sigma_{\varphi\varphi}=\frac{\mu}{1-\mu}\Delta\sigma_{rr}, \tag{6}$$

де E – модуль пружності золошлакової суміші.

Швидкість поширення сферичної хвилі і компонентів напружень значною мірою залежить від глибини розташування осередків температури раптового нагрівання (рис. 1).

На рис. 2 наведено епюри поширення температурно-пружних хвиль для напружень

$$\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}=\frac{\sigma_{\varphi\varphi}}{K},$$

де $K=\frac{E\alpha T_0}{1-2\mu}$, а T_0 – початкова температура вибуху.

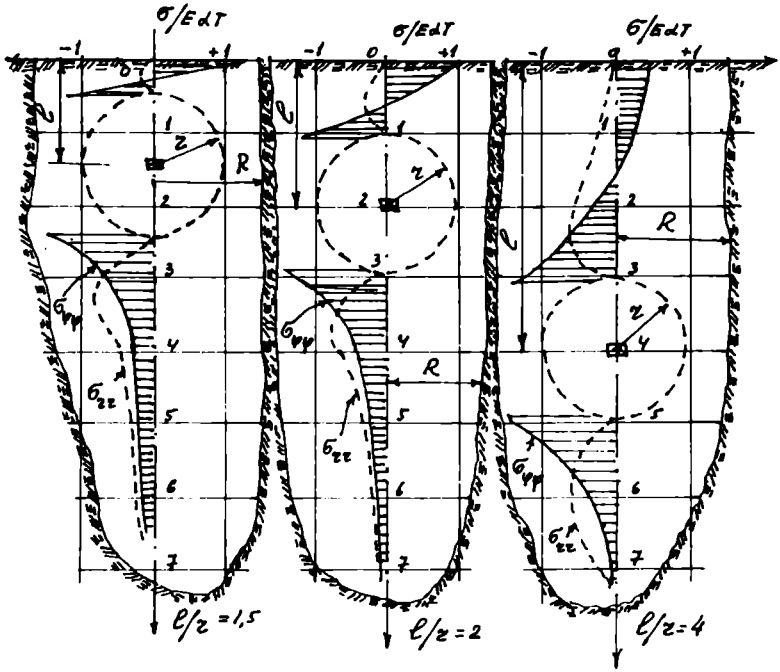

Рис. 1. Епюри напружень $\sigma_{\varphi\varphi}$ і σ_{rr} на різній глибині розташування осередків вибуху в середовищі однорідної золошлакової суміші, що заповнює карстовий провал

З цих графіків видно, що амплітуда хвиль напружень досить швидко спадає у міру віддалення від епіцентра сферичної хвилі. Так, напруження $\sigma_{\varphi\varphi}$ на відстані трьох радіусів сферичної хвилі майже в п'ять разів менші від напружень на межі сферичної оболонки. Радіальні напруження затухають повільніше, оскільки нестаціонарне температурне поле створює напруження $\sigma_{rr.0}$ (радіальні напруження в центрі осередку вибуху), які більші, ніж відповідні $\sigma_{\varphi\varphi.0}$ (колові напруження в центрі осередку вибуху). Щоб визначити

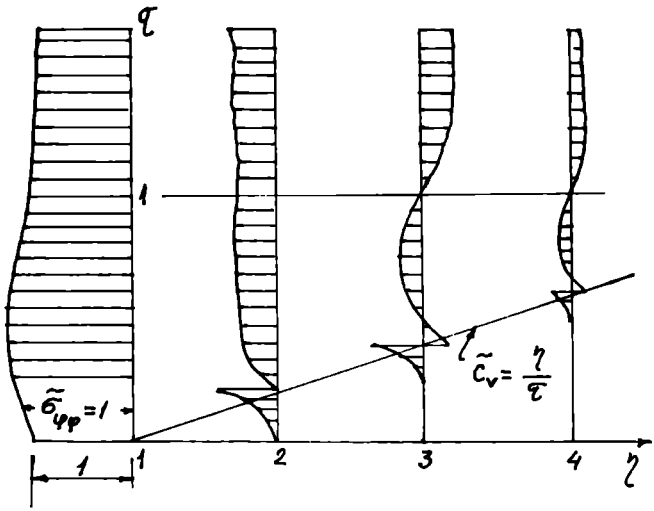

Рис. 2. Епюри поширення температурно–пружно–хвильових напружень у міру віддалення від межі сферичної оболонки

ці напруження, необхідно розв'язати рівняння (1), виключивши з нього доданок, в який входять сили інерції. Тоді рівняння (1) матиме вигляд

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial U}{\partial r}-\frac{2U}{r^2}=\frac{1+\mu}{1-\mu}\alpha\frac{\partial T}{\partial r}. \qquad (7)$$

Розв'язавши це рівняння, отримаємо

$$U=C_1 r+\frac{C_2}{r}+\frac{1+\mu}{1-\mu}\frac{\alpha}{r^2}\int_R^r x^2 T(x,t)dx. \qquad (8)$$

Довільна стала $C_1 = 0$, оскільки зміщення на нескінченності руху хвилі дорівнюють нулю. На межі сферичної оболонки при $r=R$ радіальні напруження $\sigma_{rr} = 0$, тому з рівнянь (4) отримаємо $C_2 = 0$ і формула (8) спрощується:

$$U = \frac{1+\mu}{1-\mu}\frac{\alpha}{r^2}\int_R^r x^2 T(x,t)dx. \qquad (9)$$

Підставляючи значення U і $\frac{\partial U}{\partial r}$ з рівняння (9) у рівняння (4), дістанемо

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{-2E\alpha}{1-\mu}\frac{1}{r^3}\int_R^r x^2 T(x,t)dx; \\ \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\theta\theta} &= \frac{E\alpha}{1-\mu}\left[\frac{1}{r^3}\int_R^r x^2 T(x,t)dx - T(r,t),\right] \end{aligned}\right\}, \qquad (10)$$

де $T(x, t)$ *і* $T(r, t)$ – зміна температури в горизонтальному напрямку і по радіусах сферичної оболонки хвиль.

Ввівши безрозмірні величини з (2), обчислимо інтеграл, що входить у формулу (10):

$$\frac{1}{r^3}\int_R^r x^2 T(x,t)dx = \frac{T_0}{\eta^3}\left[\frac{1}{2}\left(\eta^2 - 2\tau - 1\right)erfc\frac{\eta-1}{2\sqrt{\tau}} - (\eta+1)\sqrt{\frac{\tau}{\pi}}e^{-(\eta-1)^2/\tau} + \tau + 2\sqrt{\frac{\tau}{\pi}}\right]. \qquad (11)$$

Підставляючи значення обчисленого інтеграла з формули (11) у формулу (10), визначаємо напруження.

Істотно змінюються колові напруження $\sigma_{\varphi\varphi}$ на поверхні заповненого золошлаковою сумішшю карстового провалу. Радіальні напруження σ_{rr} змінюються незначною мірою і лише внаслідок ефекту відбиття всередині золошлакової суміші. На поверхні виникають нормальні розтяжні напруження σ_{xx}, які досягають максимуму в точках, розташованих над центром нагрітої сферичної оболонки (див. рис. 1).

Аналіз епюр дає можливість зробити висновок, що напруження σ_{xx} зростають зі зменшенням глибини розташування осередків температури. Термічні напруження, які виникають внаслідок зміни температури

золошлакової суміші при вибуху, створюють сприятливі умови для її тверднення в автоклавному режимі.

1. *Самедов А.М., Варга Е.А., Ашумова Р.Р.* Использование шлакозольной смеси для дорожного строительства // Материалы конф. 2–5 июня 1997 г., г. Алушта. – Киев: Укр. дом экон. и науч.-техн. знаний, 1997. – С. 35–39.

2. *Krawiec W., Samedov A., Baranovski Z., Aszumowa R.R.* Deformation of non-solid rocks under extremal influence / Podbanske vysoke Tatryhigh Tatras Slovenska Republik geotechnika. Zaklad modernych technologu vystavby zbornik. – 1997. – №28.