

**ФЕНОМЕНОЛОГІЧНА МОДЕЛЬ ПОРОДНОГО МАСИВУ,
ЩО НЕЛІНІЙНО ДЕФОРМУЄТЬСЯ НАВКОЛО ПІДЗЕМНОЇ ВИРОБКИ**

Розглянутий феноменологічний підхід до рішення пружно-пластичної задачі для породного середовища, що розміщується, заснований на аналогії руйнування породних зразків у режимі контрольованих деформацій. При цьому графік деформування матеріалу за межею міцності представляється як геометричне місце точок граничних пружних станів, що порушене в різному ступені матеріалу.

Вихідні передумови. При оцінці пружнопластичного породного масиву навколо підземних виробок необхідно враховувати стан гірських порід як матеріалу зі змінними в процесі навантаження фізико-механічними властивостями. Якщо на деякій відстані від виробки породний масив є практично суцільним і його можна вважати таким, що підкорюється лінійному закону Гука, то з наближенням до виробки породи знаходяться в розпушеному стані, причому ступінь розпушення тим більша, чим менша відстань від контуру виробки до розглянутої точки. Максимальний ступінь розпушення спостерігається на самому контурі. Сказане не означає, що породи навколо виробки відразу і цілком втрачають несучу здатність. Розвиток систем тріщин у даній області відбувається поступово і не призводить до повного руйнування елементарного об'єму порід. Однак міцність породного середовища помітно знижується, а його поведінка під діючими на заданій глибині навантаженнями перестає підкорятися закону Гука і приймає істотно нелінійний характер. Ця обставина повинна бути врахована при дослідженні напруженодеформованого стану масиву навколо виробки в ході оцінки його стійкості.

1. Нелінійна деформація породного масиву навколо порушення суцільності. Відзначені структурні зміни в породах поблизу виробки відбуваються під впливом тиску з боку навколишнього пружного породного масиву, розміри і “жорсткість” якого нескінченно великі стосовно порід, розташованих в області непружних деформацій. Через це експериментальне вивчення механічного поведіння зразків гірських порід і явища пластичного розпушення (дилатансії) виконується на іспитових машинах “жорсткого” типу в режимі заданих деформацій. Результати експериментів при одноосьовому стиску зразків з різних гірських порід указують на наступне. Спочатку зразок деформується лінійно, тобто підкоряється закону Гука, а потім, у міру досягнення межі міцності на одноосьовий стиск, крива деформування виположується. Після досягнення деякої граничної деформації починається падіння навантаження, що прикладається. Це означає, що на діаграмі « $\sigma_1 \sim \varepsilon_1$ », де під «1» мається на увазі напрямок осі стиску досліджуваного зразка, існує деяке граничне напруження стиску R_c , при досягненні якого діаграма переходить на свою спадаючу частину.

На сьогодні отримана досить велика кількість таких діаграм для різних гірських порід. Багато з них наведені, зокрема, у роботі [1]. На рисунку 1 представлений узагальнений вигляд повної діаграми стиску, що включає ділянки часткового або повного розвантаження і повторного навантаження. Тут показані зростаюча і спадаюча ділянки діаграми, петлі гістерезису на ділянках «розвантаження–повторне навантаження». Сама наявність таких петель вказує на дисипацію енергії в процесі деформування. Їх нахил приблизно дорівнює нахилу первісної пружної галузі діаграми, хоча і трохи знижується з ростом ступеня деформації. Таким чином, на спадаючій ділянці мають місце залишкові деформації, величина яких тим вища, чим більший ступінь вихідної деформації. Це означає, що процес стиску на цьому етапі є фізично істотно нелінійним і супроводжується дисипативними процесами. Подібне явище вказує на наявність структурних змін у матеріалі зразка. Такою структурною перебудовою в даному випадку є розвиток системи тріщин, тобто пластичне розпушення.

Розвиток системи тріщин у зразку призводить ще до однієї досить істотної обставини, що є парадоксальним з погляду традиційних моделей механіки суцільних середовищ. При доведенні до граничного навантаження на зростаючій ділянці коефіцієнт Пуассона μ збільшується аж до значення 0,5, а потім (на спадаючій ділянці) навіть перевищує його. Це свідчить про те, що наявність стискаючих зусиль призводить до росту об'ємної деформації. В роботі [1] відзначається, що дане явище неможливо описати, використовуючи співвідношення теорії пружності, і вказується на необхідність розробки нових структурних моделей. Відзначимо, що більшість нелінійних моделей механіки суцільних середовищ (у тому числі теорії пластичності та повзучості) також не можуть це врахувати.

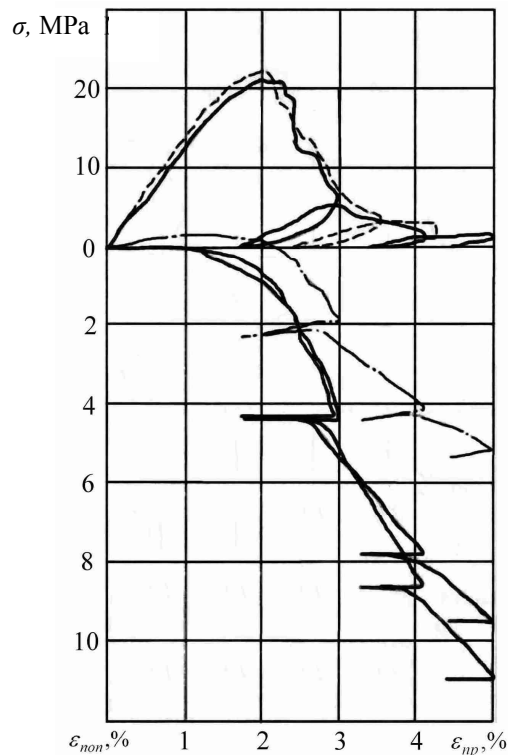


Рис. 1. Дані іспитів на одноосьовий стиск зразка аргіліту [1]

З теоретичної точки зору, наявність спадаючої ділянки діаграми означає нестійкість процесу деформування матеріалу. В роботі [2] сформульоване поняття «понадстійкості» за Адамаром. Не відходячи від загальних положень, трохи спростимо виклад. Нехай ε є тензор деформацій, а ε^* – близька до ε точка в просторі компонентів цього тензора. Понадстійкість полягає в тім, що в деякій області Ω (обраної, взагалі, довільно), матеріал деформується стійко, якщо виконується строга нерівність

$$I = \int_{\Omega} [h(\varepsilon^*) - h(\varepsilon)] : \varepsilon^* dV > 0, \quad (1)$$

де h – тензорна функція, що задає діаграму деформування, тобто залежність тензора напруг σ від тензора деформацій ε :

$$\sigma = h(\varepsilon).$$

Відповідно до теореми, дана функція повинна бути опуклою у всій області Ω за винятком, може, обмеженої кількості точок. Якщо ж за область Ω прийняти область розпушення матеріалу, тобто кожна з точок цієї області лежить на спадаючій ділянці діаграми, то маємо:

$$\sigma^* < \sigma,$$

т. е. $h(\varepsilon^*) < h(\varepsilon)$, якщо $\varepsilon^* > \varepsilon$ у кожній з цих точок.

Таким чином, строга нерівність (1) у даному випадку не виконується і процес деформування в області розпушення нестійкий. Це означає, що в області Ω має місце неунікність рішення крайової задачі.

Як наслідок, при розв'язанні задачі чисельними методами (зокрема, методом скінчених елементів – МСЕ) у вузлах, що належать області Ω , буде спостерігатися виродженість системи рівнянь, тобто діагональні компоненти матриці твердості в таких вузлах будуть негативними або нульовими. В результаті – стандартний обчислювальний процес не може продовжуватися.

2. Розрахунковий метод для спадаючої ділянки діаграми. Таким чином, традиційні моделі і підходи механіки твердих середовищ, що деформуються, не можуть бути застосовані в даній ситуації. Питання про вибір відповідної теоретичної моделі залишається відкритим. Існують й успішно розвиваються моделі, засновані на аналізі структурних змін, що відбуваються у твердих тілах [3]. Однак такі моделі вимагають введення внутрішніх перемінних, що описують структуру матеріалу, і законів їхньої еволюції, що описують структурні зміни.

Проте можна запропонувати суто феноменологічний підхід, у якому враховані основні експериментальні результати. Основна ідея полягає в тому, щоб спадаючу ділянку трактувати не як частину діаграми деформування, а як якусь криву, що є геометричним місцем точок, в яких реалізується граничний пружний стан матеріалу при досягнутих деформаціях.

Пропонується ідеалізована діаграма одноосового стиску « $\sigma_1 \sim \varepsilon_1$ », що складає з двох ділянок – зростаючої прямолінійної та спадаючої (рис. 2). Аж до досягнення значення деформації $\varepsilon_c = R_c / E$, де E – модуль Юнга, матеріал підпорядковується закону Гука, а коефіцієнт Пуассона μ залишається постійним і рівним своєму вихідному значенню.

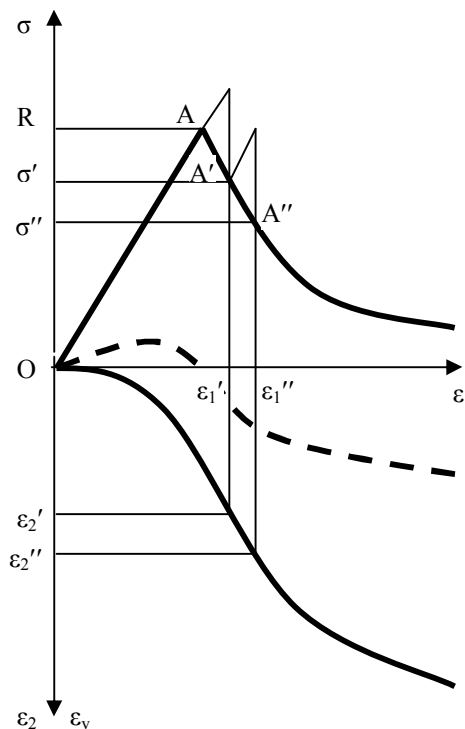


Рис. 2. Схема до обґрунтування процедури чисельного дослідження НДС у зоні породного масиву, що розміщується

При $\varepsilon_1 > \varepsilon_c$ спадаюча ділянка описується деякою функцією

$$\sigma_1 = R_c - f(\varepsilon_1 - \varepsilon_c); \quad f(0) = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_1} < 0, \quad (2)$$

а коефіцієнт Пуассона μ дорівнює 0,5. Така форма запису прийнята тому, що більшість викладених у літературі дослідних даних відносяться саме до експериментів на одноосовий стиск.

Передбачається також, що петля гістерезису відсутня, а розвантаження і повторне навантаження відбуваються по прямої лінії, рівнобіжній початковій пружній ділянці, що визначає досягнуту залишкову деформацію ε_d .

Модель орієнтована на використання методу скінчених елементів (МСЕ). Розглянемо спочатку одноосове навантаження. Припустимо, у ході чисельного пружного рішення на черговому кроці навантаження встановлено, що в деякому скінченному елементі досягнуте напруження $\sigma_1 > R_c$ при деформації ε_1' . Щоб повернутися на спадаючу ділянку, визначаємо в точці A' відповідної досягнутої деформації напруження σ_1' за формулою (2) (рис. 2). Відповідно до викладеного вище, це напруження буде новим граничним значенням $R_c' = \sigma_1'$ на кривій граничного пружного стану, а розглянута область здобуває залишкову деформацію $\varepsilon_d' = \varepsilon_1' - R_c' / E$.

Після цього процес пружного рішення продовжується. Нехай з покроковим збільшенням зовнішнього навантаження в тому ж елементі досягнуте напруження $\sigma_1 > R_c'$ при деформації ε_1'' . Тоді, повертаючи на спадаючу ділянку, у точці A'' (рис. 2) знаходимо за формулою (2) відповідно до досягнутої деформації напруження σ'' , що і буде новим граничним значенням $R_c'' = \sigma_c''$, а залишкова деформація в даному елементі стає рівною $\varepsilon_d'' = \varepsilon_1'' - R_c'' / E$ тощо. Аналогічно обробляються всі інші елементи, в яких значення напружень перевищують граничне. Процес буде вважатися закінченим, коли навантаження на границі області досягнуть заданого значення, а нові елементи з напруженням, що перевищує граничне, не будуть з'являтися.

Поки що для спрощення викладу мова йшла тільки про одноосовий напружений стан. Однак для рішення реальних задач дану процедуру варто узагальнити на випадок багатоосового напруженого стану.

Уведемо, по-перше, гіпотезу про те, що існує така міра ефективних напружень, що у випадку плоского деформованого стану (характерного для даного класу задач) характеризується функцією

$$\sigma_e = g(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_{12}), \quad (3)$$

і що граничний стан первісний досягається при $\sigma_e = R_c$. Останнє припущення аналогічне критерієві руйнування Мізеса.

По-друге, для багатоосового напруженого стану описаний вище алгоритм варто модифікувати. Отже, замість нормальних компонентів тензорів напружень і деформацій будемо використовувати їх девіатори:

$$\mathbf{e}_i = \varepsilon_i - \frac{1}{3}\varepsilon; \quad \mathbf{s}_i = \sigma_i - \frac{1}{3}\sigma; \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

де ε і σ – кульові частини відповідних тензорів.

При пружній деформації зв'язок між девіаторами такий же, як і для випадку чистого зрушення, тобто його можна записати таким чином:

$$\mathbf{s}_1 = 2G\mathbf{e}_1; \quad \mathbf{s}_2 = 2G\mathbf{e}_2; \quad \sigma_{12} = 2G\varepsilon_{12}, \quad (5)$$

де G – модуль зрушення.

Якщо в описаному вище алгоритмі замість пари $(\sigma_1, \varepsilon_1)$ використовувати набір трьох пар $(\mathbf{s}_1, \mathbf{e}_1)$, $(\mathbf{s}_2, \mathbf{e}_2)$, $(\sigma_{12}, \varepsilon_{12})$, то його можна використовувати і для двохосового напруженого стану. Необхідно також врахувати, що при плоскому деформованому стані існує також відмінна від нуля компонента тензора напружень σ_3 . В умовах суто пружної деформації для її визначення має місце співвідношення $\sigma_3 = \mu(\sigma_1 + \sigma_2)$. Однак на спадаючій ділянці діаграми, так ще за умови, коли коефіцієнт Пуассона μ більше або дорівнює 0,5, це співвідношення вже не застосовується. Таким чином, для вірного визначення даного компонента ми будемо також використовувати пари $(\mathbf{s}_3, \mathbf{e}_3)$, де значення девіатора \mathbf{e}_3 знаходиться з умови

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{3}\varepsilon + \mathbf{e}_3 = 0; \quad \varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2.$$

Для використання описаних вище пар компонент девіаторів необхідно мати криві, отримані при іспитах гірських порід на зрушення. Однак такі криві в літературі відсутні, оскільки їх одержання пов'язане зі значними труднощами. Проте, крім модуля G , можна знайти граничне значення напружень зрушення T_c . Для цієї величини існують також і теоретичні оцінки. Наприклад, у роботі [4] знайдена рівність $T_c = \sqrt{R_t R_c} = \sqrt{\psi R_c}$, де R_t – граничне значення міцності при розтягуванні, а $\psi = R_t/R_c$. Таким чином, будемо думати, що якщо $\sigma_e < R_c$, то матеріал деформується пружно. Якщо ця умова не виконується, для кожної з трьох вказаних вище пар виконуються дії, аналогічні описаним вище, але з використанням модифікованої кривої (2). Для пари $(\sigma_{12}, \varepsilon_{12})$ покладемо

$$\sigma_{12} = T_c - \frac{T_c}{R_c} f\left(2\varepsilon_{12} - \frac{T_c}{G}\right), \quad (6)$$

і аналогічно для трьох інших пар $(\mathbf{s}_1, \mathbf{e}_1)$, $(\mathbf{s}_2, \mathbf{e}_2)$, $(\mathbf{s}_3, \mathbf{e}_3)$, тобто

$$\mathbf{s}_i = T_c - \frac{T_c}{R_c} f\left(2\varepsilon_{i2} - \frac{T_c}{G}\right), \quad i = 1, 2, 3,$$

де f – функція, що використана в (2). Тепер з використанням формул (4) від девіаторів можна перейти до тензорів, якщо відомі їх кульові складові σ і ε . Для випадку кульового напруження, що σ розтягує (таке напруження може виникати в зонах концентраторів напружень, де градієнти напружень високі), уведемо криву, аналогічну (6):

$$\sigma = R_t - \frac{R_t}{R_c} f\left(\varepsilon - \frac{R_t}{K}\right), \quad (7)$$

де $K = E/(1 - 2\mu)$ – об'ємний модуль Бріджмена, а коефіцієнт Пуассона μ дорівнює своєму вихідному значенню. При цьому розрахунковий алгоритм такий же, як і для компонентів девіаторів. Але у випадку, коли кульове напруження σ є стискаючим, ми просто приймаємо його незмінним при значенні кульової

деформації $\varepsilon = 0$. Тим самим приймається до уваги вихідна передумова, що на нелінійній ділянці діаграми деформування $\mu = 0,5$, що відповідає нескінченному значенню модуля K .

3. Алгоритм чисельних розрахунків з визначення напружено-деформованого стану породного масиву. Перейдемо тепер до опису конкретного алгоритму з визначення напружено-деформованого стану (НДС) породного масиву навколо протяжної горизонтальної одиночної виробки. Алгоритм розроблений з урахуванням застосування МСЕ. Нехай відома глибина H , на якій розташована виробка. Тоді гірський тиск на цій глибині підраховується за формулою $p = \gamma H$, де γ – масова щільність породного масиву. Таким чином, якщо навколо порожнини задати деяку область Ω з границею $\Gamma = \Gamma_p \cup \Gamma_u$, де на частині Γ_p відомі зусилля або напруження, а на частині Γ_u – переміщення, то можна знайти НДС навколо цієї порожнини, у тому числі й з урахуванням ефекту розпушення.

Не можна, однак, провести «однокрокове» пружне скінчено-елементне рішення, а потім один раз застосувати алгоритм, описаний у попередньому пункті, тому що тоді похибки в розрахунках будуть надто великими. Оскільки задача є фізично нелінійною, то вона повинна вирішуватися покроково з достатньою кількістю кроків. Саме на i -му кроці вважаються відомими компоненти векторів граничних напружень (зусиль) p^j на Γ_p і граничних переміщень u^j на Γ_u , а також компоненти вектора переміщень u^i , тензорів напружень та деформацій σ^i, ε^i усередині області Ω (на нульовому кроці всі ці величини вважаються рівними нулю). Задаються збільшення граничних значень векторів навантажень $\delta^i p$ і переміщень $\delta^i u$ (зокрема, або ті, або інші можуть бути нульовими на будь-якому кроці). Обчислюються локальні (елементні) матриці твердостей K_e^i і вектори збільшень навантажень $\delta^i F_e$, що потім асемблюються в глобальні об'єкти. Зрозуміло, на пружній ділянці для кожного даного елемента K_e^i залежать тільки від пружних параметрів матеріалу елемента, а $\delta^i F_e$ – тільки від прикладених до нього збільшень зовнішніх навантажень. Після рішення глобальної системи рівнянь усередині області Ω у вузлах кінцево-елементної розбивки визначаються збільшення вектора переміщень $\delta^i u$ та його значень $u^{i+1} = u^i + \delta^i u$ на наступному кроці. Потім у кожній точці інтегрування усередині кожного елемента визначаються збільшення тензорів деформацій $\delta^i \varepsilon$ і напружень $\delta^i \sigma$, а також їх значень на наступному кроці $\varepsilon^{i+1} = \varepsilon^i + \delta^i \varepsilon, \sigma^{i+1} = \sigma^i + \delta^i \sigma$. У даному дослідженні застосовувалася схема інтегрування за Гаусом (2×2 або 3×3 точки). Далі відбувається наступне. У кожній точці інтегрування кожного елемента КЕ-розбиття визначається функція $\sigma_e = g(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_{12})$. Тут, відповідно до роботи [5], вона прийнята у такому вигляді:

$$\sigma_e = \frac{1}{\psi} \left[(1-\psi) \frac{\sigma_1^m + \sigma_3^m}{2} + \sqrt{(1-\psi)^2 \left(\frac{\sigma_1^m + \sigma_3^m}{2} \right)^2 + 4\psi \left(\frac{\sigma_1^m - \sigma_3^m}{2} \right)^2} \right]. \quad (8)$$

У цій формулі σ_1^m і σ_3^m відповідно означають найбільші і найменше головні значення тензора напружень σ у даній точці інтегрування. Потім обчислене значення порівнюється з R_c' (поточною величиною межі міцності при стиску, що запам'ятовується для кожної точки інтегрування кожного елемента). Зрозуміло, якщо до цього дана точка області Ω перебувала в пружному стані, то $R_c' = R_c$. При виконанні умови $\sigma_e \leq R_c'$ відбувається перехід до наступної точки інтегрування. Однак якщо знайдено, що $\sigma_e > R_c'$, то для даної точки реалізується алгоритм, описаний у попередньому пункті. Тензори напружень і деформацій розкладаються на свої кульову і девіаторну частини, визначаються їхні нові значення відповідно до кривих (6) і (7), а потім і нові значення компонентів тензора напружень σ^{k+1} . За цими величинами за формулою (8) визначається нове поточне значення $R_c' = \hat{\sigma}_e$, яким замінюється попереднє (більше за величиною). Таким чином, у кожній точці інтегрування всередині області розпушення ми маємо свою поточну межу міцності. Говорячи іншими словами, кожна така точка знаходиться на своїй ділянці спадаючої галузі діаграми деформування. Тим самим враховується неоднорідність напружено-деформованого стану усередині елемента. Можлива і така ситуація, що в деяких точках інтегрування елемента ми маємо $R_c' = R_c$, тобто вони знаходяться ще в пружному стані, а в інших точках уже $R_c' < R_c$, що означає, що вони перейшли в стан розпушення. Тим самим елемент, що знаходиться на

границі області розпушення, може спочатку перейти в стан розпушення лише частково, і лише з подальшим ростом навантаження він переходить у зазначений стан цілком.

Необхідно також відзначити наступну важливу обставину. Якщо, як відзначалося вище, для цілком пружних елементів елементні вектори $\delta^i F_e$ залежать тільки від збільшень зовнішніх навантажень, прикладених до елемента, то для елементів, що перейшли в нелінійний стан, це вже не так. Відповідно до методу початкових напружень [6], різниця старих і нових значень тензорів напружень у кожній точці інтегрування $\Delta^{i+1} \sigma = \sigma^{i+1} - \bar{\sigma}^{i+1}$ повинна розглядатися як тензор початкових напружень у цій точці (зокрема, у деяких точках, де $\sigma_e < R_c'$, він може бути нульовим). Уведення цього тензора забезпечує облік виходу на реальну діаграму деформування. Цей метод застосуємо як для матеріалів, що зміцнюються, так і для таких, що розміцнюються, однак в останньому випадку він особливо ефективний через відзначену вище нестійкості деформування. Виконуючи відповідним чином інтегрування по площі елемента, ми на кроці $i + 1$ одержуємо збільшення для елементного вектора навантажень $\Delta^{i+1} F_e$, що описує вплив початкових напружень і повинне бути додане до залежного від збільшень зовнішніх навантажень значення $\delta^{i+1} F_e$. Якщо на границі деякого елемента зовнішні навантаження не прикладені (це має місце для більшості елементів, що знаходяться усередині області Ω), то в пружному випадку повний елементний вектор збільшень навантажень буде нульовим ($\delta^{i+1} F_e = 0$) або залежати тільки від масових сил (гравітаційної складової), але для нелінійних елементів він буде відмінним від нуля, а саме – рівним $\Delta^{i+1} F_e$ (плюс гравітаційна складова).

Крім цього, на кожному кроці враховується зміна форми елемента шляхом переобчислення поточних значень координат його вузлів з урахуванням знайдених значень вектора збільшень вузлових переміщень $\delta^i u$ (у деяких випадках сумарне збільшення за всі попередні кроки може бути досить великим). Ясно, що через це $K_e^{i+1} \neq K_e^i$, хоча для суто пружних елементів ця зміна досить мала. Тепер можна задати збільшення граничних значень векторів навантажень $\delta^{i+1} p$ і переміщень $\delta^{i+1} \tilde{u}$; процес повторюється на наступному кроці аж до досягнення заданих максимальних значень навантажень і (або) переміщень. Скупність всіх елементів, що перейшли в нелінійний стан у процесі покровокового навантаження, буде визначати зону розпушення усередині розглянутої області Ω .

Даний алгоритм можна модифікувати шляхом зміни значення кульового складового тензора деформацій ε , щоб відбити відзначені вище явища, що пов'язані зі збільшенням об'єму в зоні розпушення під дією стискаючих навантажень. В роботі [3] наводиться така формула:

$$\frac{R_c' - R_f}{R_c - R_f} = 1 - \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_f}, \quad (9)$$

де $R_c' = \sigma_e$ – поточне граничне значення, а R_f – кінцеве граничне значення при максимальному значенні кульової складової ε_f (рис. 2).

Використання останньої формули фактично еквівалентно припущенню, що коефіцієнт Пуассона $\mu > 0,5$ на спадаючій ділянці діаграми деформування, тому що знаки середніх напружень $\sigma/3$ і нових середніх деформацій $\bar{\varepsilon}/3$ протилежні. Різниця $\frac{1}{3}(\varepsilon - \bar{\varepsilon})I$, де I – одиничний тензор другого рангу, можна розглядати як тензор початкових деформацій, а він, подібно тензорів початкових напружень, робить свій внесок у вектор збільшень елементних навантажень. У результаті такого підходу рішення призводить до значного збільшення компонентів вектора переміщень навколо виробки.

Таким чином, можна затверджувати, що запропонована феноменологічна модель у вихідних рамках у достатньому ступені відбиває основні нелінійні явища, що відбуваються в зоні розпушення, і може бути використана для дослідження великих пластичних деформацій, що реалізуються навколо підземних гірничих виробок. При цьому можуть бути використані стандартні програмні пакети МСЕ та додаткові програмні засоби, на основі яких реалізується описана вище феноменологічна модель деформування структурно неоднорідних гірських порід.

Висновки.

1. При оцінці міцності масиву навколо виробок необхідно розглядати гірські породи як матеріал з фізико-механічними властивостями, що змінюються.

2. Більшість нелінійних моделей механіки суцільних середовищ (у тому числі, теорії пластичності та повзучості) не в змозі врахувати істотну нелінійність властивостей порід, підданих розміцненню і розпушенню в зоні непружних деформацій, що формується навколо виробки. Як наслідок, при розв'язанні задачі чисельними методами, зокрема, методом скінчених елементів, у вузлах, що належать цій зоні, бу-

де спостерігатися виродження системи рівнянь, тобто діагональні компоненти матриці твердості в таких вузлах будуть негативними або нульовими, що призводить до неможливості продовження процедури стандартного обчислювального процесу.

3. Запропонований феноменологічний підхід, що полягає в тім, що спадаюча ділянка діаграми деформування розглядається як геометричне місце точок, що відповідають граничному пружному станові матеріалу при досягнутих деформаціях.

ЛІТЕРАТУРА:

1. *Виноградов В.В.* Геомеханика управления состоянием массива вблизи горных выработок. – Киев: Наукова думка, 1989. – 192 с.
2. *Трусделл К.* Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. – М.: Мир, 1975. – 592 с.
3. *Lilliu G., J. G.M. van Mier.* 3D lattice type fracture model for concrete // *Engineering Fracture Mechanics.* – 2003. – № 70. – Р. 927–941.
4. *Шашенко А.Н.* Упругопластическая задача для структурно-неоднородного массива, ослабленного круглой выработкой // *Прикл. механика.* – 1989. – Т. 25. – № 6. – С. 48–54.
5. *Шашенко А.Н., Сургай Н.С., Парчевский Л.Я.* Методы теории вероятностей в геомеханике. – К.: Техніка, 1994. – 216 с.
6. *Hinton E., D.R.J. Owen.* Finite Element Programming. – London: Academic Press, 1977. – 308 p.

СОЛОДЯНКИН Олександр Вікторович – кандидат технічних наук, докторант кафедри будівельних геотехнологій і геомеханіки Національного гірничого університету.

Наукові інтереси:

- проблеми механіки гірських порід;
- технологія будівництва підземних споруд;
- проблеми забезпечення тривалої стійкості гірничих виробок.

Тел. (0562) 45-85-69, E-mail: ShashenkoA@nmmu.dp.ua.

Подано 20.01.2006

Солодянкін О.В. Феноменологічна модель породного масиву, що нелінійно деформується навколо підземної виробки

Солодянкін А.В. Феноменологическая модель породного массива, нелинейно деформирующегося в окрестности подземной выработки

Solodyankin A.V. Elasto-plastic state of the rock mass with dilatation in a vicinity of underground development

УДК 622.02.001.57:539.373

Феноменологическая модель породного массива, нелинейно деформирующегося в окрестности подземной выработки / А.В. Солодянкін

Рассмотрен феноменологический подход к решению упругопластической задачи для разупрочняющейся породной среды, основанный на аналогии разрушения породных образцов в режиме контролируемых деформаций. При этом график деформирования материала за пределом прочности представляется как геометрическое место точек предельных упругих состояний нарушенного в разной степени материала. МКЭ-эксперимент показал достаточную сходимость аналитического и численного решения.

УДК 622.02.001.57:539.373

Elasto-plastic state of the rock mass with dilatation in a vicinity of underground development /A.V. Solodyankin

The phenomenological approach to the solution of an elasto-plastic task for getting less strong rock media, founded on analogy of fracture rock is model in a regime of controlled strains. Thus the profile of a straining of a material behind a ultimate strength is represented as a geometrical place of points of the limiting elastic states of a material dislocated in different extent. A finite element method - experiment has shown sufficient convergence analytical and a numerical solution.