Seria: GÓRNICTWO z. 99 Nr kol. 601

Henryk GIL

MECHANIZM WYRZUTU GAZÓW, WĘGLA I SKAŁ

Streszczenie. W pracy podjęto próbę określenia sił wyciskających pokład w kierunku przestrzeni wybranej w oparciu o plastyczny model deformacji pokładu. Wyprowadzono równania różniczkowe opisujące proces deformacji plastycznych pokładu przy założeniu, że rozkład ciśnienia gazu w pokładzie jest znany. Zaproponowano powiązanie równań opisujących deformację ośrodka porowatego z równaniami geometrycznymi prof. J. Litwiniszyna.

1. Wprowadzenie

Wyrzuty gazów, węgli i skał stanowią jedno z największych zagrożeń górniczych w niektórych kopalniach węgla kamiennego.
Mechanizm powstawania i rozwoju wyrzutu - z uwagi na jego złożoność - nie jest dotychczas dostatecznie rozeznany, powstają stąd trudności w prognozowaniu i zwalczaniu tego zjawiska. Poglądy współczesne na mechanizm wyrzutów [1,2,5,9,10] przyjmują, że wyrzut jest zjawiskiem wieloparametrowym, a na jego zaistnienie mają wpływ głównie: stan naprężeń w porowatym szkielecie oraz ciśnienie gazu. Istotną rolę w tej problematyce spełniają również własności wytrzymałościowe węgla (skał) oraz tektonika (głównie uskoki) rozpatrywanego pokładu.

W pracy [3] podano próbę ujęcia wytrzymałości ociosu węglowego nasyconego gazem pod określonym ciśnieniem na gruncie teorii plastyczności. Uzyskano nowy rezultat stwierdzając, że gradient ciśnienia porowego oraz składowa pozioma naprężenia pierwotnego w szkielecie wpływają w sposób zasadniczy na wytrzymałość calizny węglowej. W pewnych sytuacjach ocios węglowy może stracić zupełnie stateczność w chwili jego odkrycia i w sposób lawinowy przemieścić się do wyrobiska. Warunkiem wystąpienia takiej sytuacji jest spełnienie nierówności:

$$-\pi k + 2\,(1-m)\left(n \cdot \gamma \cdot H + \operatorname{grad}\ px_0\right) > 0 \qquad (1)$$

gdzie:

k - stała plastyczności węgla,

m - porowatość węgla,

$n = \frac{\vartheta}{1 - \vartheta}$; ϑ - współczynnik Poissona,

γ - ciężar objętościowy węgla,

H - głębokość zalegania pokładu,

p - ciśnienie porowe,

x_o - parametr zależny od grubości pokładu.

Siła działająca prostopadle do odkrytego ociosu na jednostkowej długości pokładu o grubości 2 h w węglu dana jest wzorem:

$$\sigma_x = -\frac{k}{h}\left(x - x_o\right) + 2k \sqrt{1 - \frac{z^2}{h^2}} - \frac{\pi k}{2} + \left(1 - m\right) \times$$

$$\times\left(n \cdot \gamma H + \text{grad } p x_o\right) \tag{2}$$

gdzie:

h - połowa grubości pokładu,

x, z - współrzędne kartezjańskie.

Siła określona wzorem (2) występuje bezpośrednio po odkryciu miejsca w pokładzie skłonnym do wyrzutu. W miarę rozwijania eksploatacji w takim obszarze i plastycznego płynięcia pokładu w kierunku przestrzeni wybranej, siła wypychająca pokład może się zmieniać w calíźnie od punktu do punktu w zależności od rozkładu deformacji plastycznych oraz w zależności od rozkładu ciśnienia porowego. Rozkład ciśnienia gazu w caliźnie węglowej w trakcie prowadzenia eksploatacji jest trudny do ujęcia teoretycznego.

Znacznie łatwiej można ten rozkład mierzyć. Można mierzyć również gradient ciśnienia [10].

W dalszych rozważaniach, idących w kierunku określenia rozkładu sił w caliźnie węglowej w obszarze zawartym między odkrytym ociosem a punktem, w którym występuje maksimum funkcji składowej pionowej naprężenia wywołanego eksploatacją, założymy, że rozkład ciśnienia w tym obszarze jest znany z pomiarów.

Punkty, w których ciśnienie gazu i naprężenie pionowe, wywołane eksploatacją, osiągają maksimum, w przybliżeniu pokrywają się.

Wynika z tego, że cały proces wyrzutu związany jest z przyociosową częścią pokładu i rozwiązania teoretyczne powinny być odniesione do tego obszaru.

W niniejszej pracy proponujemy nowe podejście teoretyczne, idące w kierunku wyznaczenia sił w przyociosowej części pokładu wywołanych plastyczną deformacją sproszkowanego węgla.

2. Wyprowadzenie równań

Równania opisujące ruch górotworu jako ośrodka porowatego nasyconego gazem wyprowadzimy opierając się na pewnej analogii znanej w teorii plastyczności, mianowicie, jeśli znany jest stan deformacji plastycznych w ośrodku, to metodami znanymi w teorii sprężystości można wyprowadzić równania opisujące proces płynięcia plastycznego.
W ośrodku porowatym o szkielecie sprężystym tensor naprężenia określa się następująco [4]:

$$\Gamma_{ij} = (1-m)\,\sigma_{ij} - m\,p\cdot\delta_{ij} \tag{2.1}$$

gdzie:

σ_{ij} – tensor naprężenia fazy sprężystej,
p – ciśnienie porowe gazu,
m – porowatość.

W rozważaniach wygodnie jest stosować tzw. naprężenia efektywne, określone następująco:

$$\tau^{f}_{ij} = (1-m)\left(\sigma_{ij} + p\cdot\delta_{ij}\right) \tag{2.2}$$

Łatwo zauważyć, że pełny stan naprężenia w górotworze nasyconym gazem można opisać równaniem:

$$\Gamma_{ij} = \tau^{f}_{ij} - p\cdot\delta_{ij} \tag{2.3}$$

Tensor pełnego stanu odkształcenia w ośrodku porowatym przyjmujemy w postaci sumy:

$$e_{ij} = e'_{ij} + e''_{ij} + e'''_{ij} \tag{2.4}$$

gdzie:

e'_{ij} – tensor odkształceń sprężystych szkieletu,
e''_{ij} – tensor odkształceń plastycznych szkieletu bez gazu,
$e'''_{ij} = -\frac{1}{3}\cdot\beta_1\,p\cdot\delta_{ij}$ – objętościowe odkształcenie szkieletu, wywołane zmianą ciśnienia.

Ze związku (2.4) można wyznaczyć tensor naprężenia sprężystego:

$$e'_{ij} = e_{ij} - e''_{ij} + \frac{1}{3}\beta_1 \; p \cdot \delta_{ij} \qquad (2.5)$$

Odkształcenia sprężyste twardej fazy można powiązać z naprężeniami efektywnymi równaniami Hooke'a.

$$\tau_{ij} = (1-m) \; \lambda e' \delta_{ij} + 2 \alpha \mu e'_{ij}) \qquad (2.6)$$

Podstawiając związek (2.5) do równań (2.6) otrzymujemy:

$$\tau^f_{ij} = (1-m) \left[\lambda e \cdot \delta_{ij} + 2 \cdot \mu e_{ij} - (\lambda e'' \; \delta_{ij} + 2 \mu e''_{ij}) + \right.$$

$$\left. + \beta_1 \; K \; p \cdot \delta_{ij}\right] \qquad (2.7)$$

gdzie:

$K = \frac{1}{3}(3\lambda + 2\mu)$ - moduł ściśliwości,

λ, μ - stałe Lamego,

$\beta_1 \; K$ - wielkość charakteryzująca zwięzłość skał. Jest to liczba mniejsza od jedności.

Składowe tensora naprężenia spełniają równania równowagi:

$$\Gamma_{ij,j} + F_i = 0 \qquad (2.8)$$

lub

$$\tau^f_{ij,j} - p,j \cdot \delta_{ij} + F_i = 0 \qquad (2.9)$$

Siła sprężysta działająca na szkielet twardy w przekroju, do którego ν jest normalna, ma postać:

$$S_i^{(\nu)} = \tau^f_{ij} \; \nu_j \qquad (2.10)$$

Podstawiając zależności (2.7) do równań (2.9) i (2.10) otrzymujemy, po wykonaniu koniecznych przekształceń:

$$\lambda' e_{;j} \cdot \delta_{ij} + 2 \mu' e_{ij,j} + F_i + F_i^* + F_i = 0 \qquad (2.11)$$

$$S_i^{(\nu)} + \bar{S}_i^{(\nu)} - S_i^* = \left(\lambda' e \cdot \delta_{ij} + 2\mu' e_{ij}\right)\nu_j \qquad (2.12)$$

gdzie:

$$\bar{F}_i = -\left(\lambda' e'_{,j}\,\delta_{ij} + 2\mu' e'_{ij,j}\right)$$

$$F_i^* = (1-m)\beta_1\, Kp_{,j}\,\delta_{ij}$$

$$\bar{S}_i^{(\nu)} = \left(\lambda' e''_{ij} + 2\mu' e'_{ij}\right)\nu_j$$

$$S_i^{*(\nu)} = \left[(1-m)\,\beta_1\, Kp\,\delta_{ij}\right]\nu_j$$

$$\lambda' = (1-m)\,\lambda$$

$$\mu' = (1-m)\,\mu$$

Równania powyższe można zapisać w przemieszczeniach uwzględniając związki Cauchye´go.

$$e_{ij} = \frac{1}{2}\left(u_{i;j} + u_{j,i}\right) \qquad (2.13)$$

Mamy wówczas:

$$\mu' u_{i,jj} + \delta_{ij}\left(\lambda + \mu'\right)u_{i,ij} + \bar{F}_i + F_i^* + F_i = 0 \qquad (2.14)$$

$$P_i^{(\nu)} = \left[\delta_{ij}\,\lambda'\mu u_{j,j} + \mu'(u_{i,j} + u_{j,i})\right]\nu_j \qquad (2.15)$$

gdzie:

$$P_i^{(\nu)} = S_i^{(\nu)} + \bar{S}_i^{(\nu)} - S_i^{*(\nu)}$$

Siłę F_i w równaniach (2.14) można pominąć i wówczas określenie przemieszczeń w górotworze w strefach odkształceń plastycznych sprowadza się do rozwiązania niejdenorodnego równania (2.14) przy założeniu, że znane jest pole ciśnień oraz funkcja opisująca odkształcenia plastyczne.

Jak wykazano w pracy [11] , odkształcenia plastyczne szkieletu porowatego można określić znając równania opisujące pole przemieszczeń w górotworze poza granicą sprężystości. Równania takie podał J.Litwiniszyn [7] .

Takie podejście stanowi centralne zagadnienie w mechanice górotworu, gdyż pozwala związać dowolną teorię geometryczną z polem naprężeń w górotworze po wystąpieniu w nim odkształceń plastycznych. Pole przemieszczeń w górotworze stanowi sumę pola przemieszczeń w fazie sprężystej oraz w fazie deformacji plastycznych.

$$u_i = \bar{u}^i + w^i = u^{\lambda} \tag{2.16}$$

Równania J. Litwiniszyna opisują pełny stan przemieszczenia w górotworze i w zapisie tensorowym mają postać:

$$\frac{\partial w}{\partial x_3} = N^{\lambda}_{\nu} \cdot \bar{w}^{\nu} - \frac{\partial}{\partial x_p} \cdot A^{p-\nu}_{\nu}{}_{w} + \frac{\partial}{\partial x_p \, \partial x_2} B^{\lambda pq}{}_{w}{}^{\nu} \tag{2.17}$$

gdzie:

$p, q = 1,2 \quad \lambda, \nu = 1,2,3$

a po wskaźniku ν należy sumować.

Równania (2.17) przy zadanych warunkach brzegowych dla przemieszczenia w^{λ} opisują w sposób jednoznaczny pole przemieszczeń w górotworze niejednorodnym.

Przyjmując $w^{\lambda} = u^{\lambda}$ otrzymujemy zgodnie z (2.16) i (2.17) :

$$\frac{\partial w}{\partial x_3} + \frac{\partial u^{\lambda}}{\partial x_3} = N^{\lambda}_{\nu} \left(w^{\nu} + u^{\nu}\right) - \frac{\partial}{\partial x_p} A^{p}_{\nu}\left(w^{\nu} + u^{\nu}\right) +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial x_p \, \partial x_q} B^{\lambda pq}_{\nu}\left(w^{\nu} + u^{\nu}\right) \tag{2.18}$$

Nie tracąc nic na ogólności rozważań można położyć w powyższych równaniach $\bar{u}^{\lambda} = 0$ i rozpatrywać przemieszczenia po przekroczeniu granicy sprężystości. Należy tylko warunki brzegowe w przemieszczeniach dla funkcji w^{λ} określać zgodnie z warunkiem (2.16).

Równania (2.18) przyjmują wówczas postać identyczną z (2.17) :

$$\frac{\partial w^{\lambda}}{\partial x_3} = N^{\lambda}_{\nu} w^{\nu} - \frac{\partial}{\partial x_p} A^{\lambda p}_{\nu} w^{\nu} + \frac{\partial^2}{\partial x_p \, \partial x_q} B^{\lambda pq}_{\nu} w^{\nu} \tag{2.19}$$

Współczynniki $B_{\nu}^{\lambda pq}$, $A_{\nu}^{\lambda p}$ wiążą się z orientacją uwarstwienia górotworu względem pionowego kierunku pokrywającego się z kierunkiem pola sił grawitacyjnych. Natomiast współczynniki H_{ν}^{λ} określają ściśliwość ośrodka.

Symetria fizykalna wywiera istotny wpływ na te współczynniki. Przez symetrię fizykalną rozumie się cechę ośrodka, która sprawia, że niektóre kierunki są sobie równoważne, tzn. że pomiary własności górotworu, przeprowadzone w tych kierunkach, dają identyczne wartości.

W stosunku do kierunku działania siły ciężkości warstwy i pokłady mogą zalegać równolegle, prostopadle lub skośnie. Mamy wtedy ośrodek odpowiednio o uwarstwieniu pionowym, poziomym i pochyłym.

Górotwór o uwarstwieniu pochyłym ma jedną płaszczyznę symetrii prostopadle do kierunku rozciągłości warstw. Górotwór o uwarstwieniu pionowym ma dwie płaszczyzny symetrii - jedną równoległą do rozciągłości warstw, a drugą prostopadłą do niej.

Najbardziej symetryczny jest ośrodek o uwarstwieniu poziomym. Ma on nieskończenie wiele płaszczyzn symetrii równoległych do kierunku sił grawitacyjnych oraz oś symetrii.

W przypadku symetrii część współrzędnych tensorów charakteryzujących własności górotworu znika. Przykładowo dla ośrodka o poziomym uwarstwieniu i pionowej osi symetrii równania (2.19) wyrażają się następująco:

$$\frac{\partial w^1}{\partial x_3} = H_1^1 w^1 - \frac{\partial}{\partial x_1}\left(A_3^{11} w^3\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\left(B_1^{111} w_1^1\right) + $$
$$+ \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2}\left(B_2^{112} w^2\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_2}\left(B_2^{122} w^1\right)$$

$$\frac{\partial w^2}{\partial x_3} = H_2^2 w^2 - \frac{\partial}{\partial x_2}\left(A_3^{11} w^3\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\left(B_1^{111} w^2\right) + $$
$$+ \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2}\left(B_2^{122} w^1\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2}\left(B_1^{122} w^2\right)$$

$$\frac{\partial w^3}{\partial x_3} = H_3^3 w^3 - \frac{\partial}{\partial x_1}\left(A_1^{31} w^1\right) - \frac{\partial}{\partial x_2}\left(A_1^{31} w^2\right) + $$
$$+ \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\left(B_3^{311} w^3\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2}\left(B_3^{311} w^3\right) \qquad (2.20)$$

Jeśli przemieszczenia zależą tylko od jednej zmiennej, wówczas układ (2.20) sprowadza się do dwóch identycznych równań różniących się współczynnikiem:

$$\frac{\partial w^1}{\partial x_3} = \frac{\partial w^2}{\partial x_3} = N_1^{\cdot 1}\, w^1 \tag{2.21}$$

$$\frac{\partial w^2}{\partial x_3} = N_3^3\, w^3 \tag{2.22}$$

Całki ogólne równań (2.14) można uzyskać podobnie jak w pracy [8], specyfikując warunki brzegowe.

Dla przeanalizowania sytuacji w pokładzie rozwiązanie znacznie się upraszcza.

3. Deformacja plastyczna pokładu wyrzutowego

W oparciu o równania (2.14)(2.21) i (2.22) można ocenić proces deformacji plastycznych w pokładzie w obszarze między odkrytym ociosem a punktem, w którym składowa pionowa naprężenia wywołana eksploatacją osiąga max. Przytoczmy jeszcze raz te równania:

$$\mu' u_{i,jj} + \delta_{ij}\left(\lambda' + \mu'\right) u_{i,ij} + \bar{F}_i + \overset{\times}{F}_i = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial w^1}{\partial x_3} = \frac{\partial w^2}{\partial x_3} = N_1^1\, w^1 \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial w^3}{\partial x_3} = N_3^3\, w^3 \tag{3.3}$$

Ponadto na brzegach obszaru rozpatrywanego spełniony jest warunek (2.15). Równania (3.2 - 3.3) mówią, że proces deformacji plastycznych pokładu zależy tylko od jednej zmiennej (x_3) skierowanej wzdłuż pokładu.

Początek układu zlokalizowano w punkcie maksymalnego naprężenia w odległości l_0 od czoła ściany.

Rozkład ciśnienia jest taki, że jego gradient posiada wszystkie trzy składowe zależne od zmiennych (x_1, x_2, x_3). Ponadto założymy, że współczynnik $N_1^{11} = 0$, a $N_3^3 = -B\,(z)$.

Równanie (3.3) ma wówczas postać:

$$\frac{d\,w^3}{dt} = -B(z)\,w^3 \tag{3.4}$$

gdzie B (z) - charakteryzuje tzw. puchnięcie węgla.
Załóżmy, że współczynnik ten zmienia się liniowo:

$$B(t) = \beta t \tag{3.5}$$

Rozwiązanie równania (3.4) przy warunku początkowym:

$$w^3(0) = w_o \tag{3.6}$$

ma wówczas postać:

$$w^3(t) = w_o e^{-\frac{\beta}{2} t^2} \tag{3.7}$$

gdzie:

w_o - można wyznaczyć z pomiaru,

β - można wyznaczyć mierząc średnią wartość przemieszczenia ociosu ścianowego wzdłuż długości ściany.

Odkształcenie określające również dylatację ma zgodnie z (3.7) postać:

$$\frac{d\,w^3}{d\,t} = -w_o \beta\, t\, e^{-\frac{\beta}{\alpha} t^2} \tag{3.8}$$

Znajomość e (z) pozwala wyspecyfikować siłę objętościową F_i i napisać rozwiązanie równań (3.1). Jak wykazano w pracy [6] rozwiązanie równań (3.1), spełniających warunki (2.15), ma postać:

$$u_i = \iiint_{V'} \tau_{kl}^{(i)}\, e'_{kl}\, d\,v' + \\ + (1-m)\,\beta_1\, K \iiint_{V'} \tau_{kk}^{(i)}\, p\, d\,v' \tag{3.9}$$

przy czym:

$$\tau_{kl}^{(i)} = -\frac{3(\lambda' + \mu')}{4\pi(\lambda' + 2\mu')} \; \frac{(x_i - x'_i)(x_k - x'_k)(x_l - x'_l)}{r^5} +$$

$$+ \frac{\mu'}{4\pi(\lambda'+\mu')}\left[\delta_{kl}\frac{x_1-x_1'}{r^3} - \delta_{ik}\frac{x_1-x_1'}{r^3} - \delta_{il}\frac{x_k-x_k'}{r^3}\right]$$

$$r = \left[(x_1 - x_1')(x_1 - x_1')\right]^{\frac{1}{2}}$$

Z rozwiązania (3.9) można zgodnie ze wzorem (2.15) wyznaczyć siłę działającą na pokład wypychany do przestrzeni roboczej. Siła ta może się zwiększać w zależności od punktowej zwyżki ciśnienia w pokładzie i zmian gradientu ciśnienia. Tłumaczy to w sposób jasny kawernowy przebieg wyrzutu.

Do rozwiązania (3.9)można utworzyć program na maszynę cyfrową i wprowadzając do programu dane pomiarowe określić pole sił w pokładzie. Znajomość rozkładu pola sił pozwala ustalić miejsce, w którym siły te osiągają dla danych warunków wartości krytyczne, mogące zapoczątkować wyrzut. Rozwiązanie stwarza nowe warunki prognozy zjawiska wyrzutu.

LITERATURA

[1] CHODOT W.W.: Mechanizm wyrzutów węgla i skał. Materiały z Prac Państwowej Rady Górnictwa. Zeszyt 28, 1961.

[2] COEUILLET R.: Connaissances actuelles sur les degagements instantanes D.J. . Annales des Mines. Nr 4, 1959.

[3] GIL H.: Kryterium wyrzutu gazów, węgla i skał. Przegląd Górniczy Nr 5. 1977.

[4] NIKOLAJEWSKIJ W.N., BASNIEW K.S., GORBUNOW A.T., ZOTOW G.A.: Mechanika nasiszczjennych poristych sred. Izd. "Niedra", Moskwa 1970.

[5] NIKOLIN W.J.: Priedstawlienije gipotieza o prirodie i miechanizmie wybrosow uglia, porody i gaza. Makiejewka - Donieck 1976.

[6] LIN T.G.: Physical theory of plasticity. Advances in Applied Mechanics. vol. 11. 1971, ss. 255 - 311.

[7] LITWINISZYN J.:Smoluchowski's system of eguation and its epplication in the theory of loose medie. Bull. Pol.Acd. Sei.Sev. Techn.Vol. XII. Nr 8, 1964.

[8] KUPRADZE W.D.: Triechmiernyje zadaczi matiematiczeskoj tieorii uprugosti i termouprugosti. Izd. "Nauka", Moskwa 1976.

[9] SKOCZYŃSKI A.A.: Sowriemiennyje priedstawlienija o prirodie wniezapnych wybrosow uglia i gaza w szachtach i miery borby z nimi. Ugol.Nr 7, 1954.

[10] TARNOWSKI J.: Mechanizm wyrzutu węgla i gazu w świetle wyników pomiarowych. Przegląd Górniczy Nr 1, 1978.

[11] GIL H.: Matematyczny opis ruchu górotworu z uwzględnieniem odkształceń plastycznych praca przygotowana do druku .

МЕХАНИЗМ ВЫБРОСОВ ГАЗА6 УГЛЯ И ПОРОДЫ

Резюме:

В работе сделана попытка определения сил отжимающих пласт в выработанное пространство, на основе пластической деформации пласта. Выведены дифференциальные уравнения,описывающие процесс пластической деформации пласта,при условии, что распределение давления газа у гольном пласте известно. Предложена увязка уравнений описывающих деформации пористого пласта с геометрическими уравнениями проф. Е. Литвинишина.

GAS, COAL AND ROCK OUTBURSTS MECHANISM

Summary:

In the paper an attempt for the determination of forces squeezing the seam in direction of the excavated area, basing on the bed deformation plastic model is given. Differential equations for the plastic deformations of the bed are derived, with the assumption that the gas pressure distribution is known. The equations of the porous medium deformation process are related to the equations given by Prof. Litwiniszyn.