

**ZESZYTY
NAUKOWE
POLITECHNIKI
ŚLĄSKIEJ**



**HENRYK GIL
ADAM KRZYŻOWSKI
ADAM ŚWIDZIŃSKI**

**MATEMATYCZNE MODELE
ZJAWISKA WYRZUTU**

GÓRNICTWO

**Z. 105
GLIWICE
1980**

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 641

HENRYK GIL

ADAM KRZYŻOWSKI

ADAM ŚWIDZIŃSKI

**MATEMATYCZNE
MODELE ZJAWISKA
WYRZUTU**

PL ISSN 0372-9508

GLIWICE

1980

OPINIODAWCA

Doc. dr hab. inż. Jan Borowski

**REDAKTOR NACZELNY WYDAWNICTW UCZELNIANYCH
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ**

Jan Bandrowski

REDAKTOR DZIAŁU

Mirosław Chudek

SEKRETARZ REDAKCJI

Wojciech Mikołajków

OPRACOWANIE REDAKCYJNE

Elżbieta Stinzing

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
Gliwice, ul. Kujawska 2

Nakł. 300+50 Ark. wyd. 9,75 Ark. druk. 9,23 Papier offsetowy kl. III 70x100. 80 g
Oddano do druku 7.12.1979 Podpis. do druku 16.04.1980 Druk ukończ. w czerwcu 1980
Zam 1613/79 G-24 Cena zł 24,—

Skład, fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TREŚCI

	Str.
I. WSTĘP	5
II. MODELE WYRZUTU PRZYJMUJĄCE CIŚNIENIE GAZU ZA GŁÓWNY CZYNNIK WYWOŁUJĄCY WYRZUT	12
II.1. Model wyrzutu według Ś.A. Christianowicza	12
II.2. Model wyrzutu według A.A. Nikolskiego	39
II.3. Model wyrzutu według J. Gunthera	48
III. MODELE UJMUJĄCE STAN NAPRĘŻEŃ ORAZ CIŚNIENIE GAZU ZA GŁÓWNE CZYNNIKI WYWOŁUJĄCE WYRZUT	59
III.1. Model wyrzutu według R. Coeuilleta	60
III.2. Model wyrzutu według W.G. Gmoszyńskiego	82
III.3. Model wyrzutu według W.W. Chodota	97
III.4. Model wyrzutu według H. Gila	125
IV. ZAKOŃCZENIE	135
LITERATURA	141

I. WSTĘP

Zjawiska wyrzutów węgla gazów i skał należą do jednych z najbardziej niebezpiecznych zagrożeń górniczych w kopalniach podziemnych. Największe zagrożenie wyrzutami istnieje w niektórych podziemnych kopalniach węgla kamiennego, gdzie notuje się wyrzuty węgla i gazu, jak również skały płonnej i gazu. Duże zagrożenie wyrzutami występuje także w niektórych kopalniach soli i rudy miedzi [86]. Zanotowano również przypadki wyrzutów w podziemnych kopalniach węgla brunatnego [84], kopalniach cynku i ołowiu [74], na hałdach kopalnianych [94] oraz w górnictwie naftowym [93]. W kopalniach węgla, gazem biorącym udział w wyrzutach jest zdecydowanie w większości przypadków metan, występują również wyrzuty CO_2 i węgla oraz wyrzuty $\text{CH}_4 + \text{CO}_2$ i węgla. W kopalniach soli gazami wyrzutowymi są głównie: CO_2 , N_2 , CH_4 i H_2S . W kopalniach rudy miedzi oraz cynku i ołowiu występują wyrzuty piaskowca i N_2 , natomiast w górnictwie naftowym występują zjawiska wyrzutów druzgotu skalnego i węglowodorów.

Najogólniej zjawisko nagłego wyrzutu polega na wyniesieniu rozdrobnionej masy węglowej (skalnej) z calizny pokładu (warstwy skały płonnej) do wyrobiska za pomocą gazu wydzielonego z calizny w trakcie niszczenia struktury tej calizny siłami nacisku górotworu. W wyniku wyrzutu ilości wydzielonego gazu sięgają do kilkunastu tysięcy m^3 gazu (szczególnie w przypadku wyrzutów CO_2 i węgla) oraz kilkunastu tysięcy ton wyrzuconej masy skalnej. Ilości te mogą być większe w przypadku wyrzutów w kopalniach soli, gdzie ilość wyrzuconej skały może przekraczać 100.000 t (10^5 Mg) [49].

Do najbardziej zagrożonych wyrzutami rejonów górniczych można zaliczyć Zagłębie Donieckie, gdzie od 1906 r. do chwili obecnej zarejestrowano ponad 7.000 zjawisk nagłych wyrzutów, w tym od 1946 r. ponad 6.000 wyrzutów [59]. W zagłębiu tym występuje również niespotykane w innych rejonach górniczych zagrożenie wyrzutami skały płonnej i gazu, których to zjawisk począwszy od 1955 r. zarejestrowano dotychczas ponad 3.000. Oprócz Zagłębia Donieckiego, zagrożenie wyrzutami, jest również podstawowym zagrożeniem górniczym w innych Zagłębiach Węglowych ZSRR, mianowicie: Kuźnieckim, Karagandzkim, Workuckim, Peczerskim, Jegorszyńskim, Suczańskim (obecne Partyzanckie), Tawriczińskim i Sachalińskim [17]. Gazem biorącym udział w wyrzutach w każdym Zagłębiu ZSRR jest wyłącznie CH_4 . W Zagłębiu Tawriczińskim zanotowano wyrzuty CH_4 i węgla w podziemnych kopalniach węgla brunatnego [16].

Drugim pod względem zagrożenia wyrzutami rejonem górniczym jest Zagłębie de Cevennes (Gard) położone w Płd. Francji, gdzie do chwili obecnej

zanotowano ponad 6.800 wyrzutów, w tym ok. 70% wyrzutów CO_2 i węgla, 20% wyrzutów CH_4 i węgla, i ok. 10% wyrzutów $\text{CH}_4 + \text{CO}_2$ i węgla [86]. Z innych Zagłębi Węglowych Francji zjawiska wyrzutów spotyka się w Zagłębiu Centre (CO_2), Nord Pas de Calais (CH_4), Dauphine (CH_4) i Loire (CH_4). W Zagłębiu Loire zanotowano pierwszy w historii górnictwa światowego wyrzut węgla i gazu - CH_4 (1843 r. kop. "Isaac" - masa wyrzutowa ok. 400 t) [16].

Zjawiska wyrzutów notuje się również w następujących Zagłębiach: Dolnośląskim (CO_2 , $\text{CO}_2 + \text{CH}_4$ i CH_4), Ostrawsko-Karwińskim (CH_4 i $\text{CO}_2 + \text{CH}_4$), szczególnie w kopalniach: J. Sverma, Staric, Paskov [7], następnie w Zagłębiach Pecs i Salgotarian (CH_4) na Węgrzech, Ressaix, Charleroi i Liege (CH_4) w Belgii, Bałkańskim (CH_4) w Bułgarii, Cynhaire (CH_4) w Anglii, Resicza (CH_4) w Rumunii, Westfalskim (CH_4 , również wyrzuty skały płonnej) w RFN, Nowej Walii (CO_2) i Queensland ($\text{CO}_2 + \text{CH}_4$) w Australii, Hokkaido i Kyushu (CH_4) w Japonii, Canmore ($\text{CH}_4 + \text{CO}_2$) w Kanadzie, Kailan (CH_4) w ChRL oraz Płn. Koreańskim (CH_4) w KRL-D i Zonguldach (CH_4) w Turcji [71, 84, 85, 66, 50].

Największy wyrzut w historii światowego górnictwa węglowego miał miejsce w 1969 r. w kop. im. "Gagarina" na poz. 710 m przy otwieraniu pokładu "Mazurka" o miąższości 1 m, kącie nachylenia 68° podczas którego zostało wyrzuconych 14.000 t [$14 \cdot 10^3$ Mg] węgla i wydzielilo się ok. 300.000 m^3 CH_4 [8]. Pomierzone ciśnienie gazu w pokładzie przed tym wyrzutem wyniosło ok. 50 at [4,905 MPa].

W górnictwie dolnośląskim zjawiska wyrzutów notuje się od końca XIX w; pierwszy wyrzut węgla i gazu (CO_2) zanotowano 18.IX.1894 r. w nieczynnej obecnie kopalni "Cezar-Zofia" w upadowej na głębokości 80 m w ilości 57 t [57 Mg] wyrzuconej masy węgla [27]. Od tego czasu do chwili obecnej w Zagłębiu Dolnośląskim zanotowano łącznie 1506 wyrzutów, z tego w rejonie wałbrzyskim 210 i noworudzkim 1.296 wyrzutów. Były to wyrzuty głównie CO_2 i węgla, przy czym zanotowano również 6 wyrzutów CH_4 i węglaw polu "Chrobry" KWK "Wałbrzych", 13 wyrzutów $\text{CH}_4 + \text{CO}_2$ i węgla w polu "Bolesław" KWK "Nowa Ruda" oraz polu "Chrobry" KWK "Wałbrzych", jak również 2 wyrzuty piaskowca i CO_2 w polu "Piast" KWK "Nowa Ruda" (przekop "C" na poz. 575 m) w ilości odpowiednio 1840 t [1840 Mg] i 1260 t [1260 Mg] wyrzuconej skały [84].

W rozbiciu na poszczególne (aktualnie czynne) kopalnie DŚZPW ilość wyrzutów kształtuje się następująco (w nawiasie podano rok zaistnienia pierwszego wyrzutu):

1. KWK "Nowa Ruda" - pole "Piast" - 1170 wyrzutów (1908 r.),
2. KWK "Thorez" - 105 wyrzutów (1909 r.),
3. KWK "Wałbrzych" - pole "Chrobry" - 30 wyrzutów (1909 r.),
4. KWK "Victoria" - 9 wyrzutów (1923 r.).

Pozostałe wyrzuty miały miejsce w nieczynnych aktualnie kopalniach.

Największy zarejestrowany wyrzut w górnictwie dolnośląskim zanotowano w pokładzie "Franciszek" (obecnie 415/2), pola "Piast" KWK "Nowa Ruda"

(22.X.1958 r.) w czasie którego zostało wyrzuconych ponad 5000 t [5000 Mg] węgla oraz wydzieliło się ok. 750.000 m³ CO₂ [86].

Drugim rodzajem górnictwa w którym występują zjawiska wyrzutów jest górnictwo solne (kopalnie soli potasowej i kamiennej). Największe wyrzuty gazów i soli zachodzą w zagłębieniach soli potasowej. Zagrożenie tego typu zjawiskami istnieje przede wszystkim w NRD: rejon Werra (CO₂ + N₂) i południowego Harzu (CO₂ + N₂ + CH₄) następnie w ZSRR, złoża: Starobińskie, Soligorsk, Selikemskie i Berezniki (N₂ + H₂ + CO₂) oraz w RFN w złożu hanowerskim (CO₂ + N₂ + CH₄). Największy wyrzut w kopalniach soli zarejestrowano w 1953 r. w jednej z kopalń rejonu Werra - zostało wyrzuconych ponad 100.000 t skały [10⁵ Mg] oraz wydzieliło się ponad 300.000 m³ gazu [49, 86].

Zagrożenie wyrzutami soli i gazów występuje również w polskich kopalniach eksploatujących sól kamienną, północne złoża solne: Kłodawskie i Inowrocławskie. W złożach tych zarejestrowano dotychczas odpowiednio 190 oraz 4 wyrzuty gazowosolne. Ogólnie w ww. złożach soli można wyróżnić następujące 3 rodzaje wyrzutów, a mianowicie [54]:

- wyrzuty soli z azotem,
- wyrzuty soli z węglowodorami,
- wyrzuty soli z węglowodorami i siarkowodorem.

W południowych złożach solnych (kopalnie "Mieliczka" i "Bochnia") notuje się zjawiska pochodne wyrzutom, tzn. nagłe wypływy gazu (CH₄), przy czym w 1949 r. w kopalni "Bochnia zanotowano nagły wyrzut gazów palnych, połączonych z wyrzuceniem paruset ton masy skalnej, w czasie wyrzutu doszło do wybuchu gazu, który pociągnął kilka ofiar w ludziach [84].

Wyrzuty gazów i skał notuje się również w kopalniach rudy miedzi Zagłębienia Mansfeldzkiego w NRD [87] oraz w kopalniach cynku i ołowiu w Płd. Hiszpanii [71]. W kopalniach tych występują wyrzuty piaskowca i azotu.

Zagrożenie wyrzutami skał i gazów występuje także w otworach wiertniczych przy eksploatacji ropy naftowej (Złoże Anastazijsko-Troickiew ZSRR) [93]. Zjawisko powstawania i rozwoju wyrzutu - z uwagi na jego złożoność nie jest dotychczas dostatecznie rozeznane. Z analizy wszystkich dotychczasowych hipotez dotyczących mechanizmu wyrzutu, wynika, że w zależności od podstawowej przyczyny wywołującej wyrzut można je ująć w 3 następujące grupy [27, 85]:

1. Hipotezy przypisujące w mechanizmie powstawania i rozwoju wyrzutu główną rolę gazowi zawartemu w węglu.

Przedstawicielami tej grupy hipotez są głównie: S. Arnauld (1906 r.), W. Becker (1907 r.), J. Ghysen (1916 r.), N.N. Czernicyń (1917 r.), O. Ruff (1927 r.), M. Briggs (1929 r.), F.A. Cornet (1930 r.), S.A. Christianowicz (1953 r.), A.A. Nikolskij (1953 r.), W.S. Krawczenko (1956 r.), C. Poborski (1959 r.), J. Gunther (1969 r.).

Pierwsze z wymienionych teorii przyjmowały, że gaz znajduje się w pokładzie w gniazdach silnie rozartego i rozdrobnionego węgla (gniazdach pyłu węglowego).

Do zaistnienia wyrzutu w takich przypadkach miało dojść z chwilą zbliżenia się frontu eksploatacji na odpowiednią odległość do "gniazda". Głębsza analiza jednak następujących zaistniałych wyrzutów sprawiła, że tego typu teorie zostały odrzucone. W pracach Christianowicza, Nikolskiego i Krawczenki za główną przyczynę powstawania wyrzutów przyjęto falę wyrzutu przemieszczającą się w głąb pokładu kosztem energii gazu sprężonego znajdującego się w pokładzie węgla. Według Gunthera zasadniczym czynnikiem wywołującym wyrzut jest gaz wolny wypełniający szczeliny w pokładzie węgla [47].

2. Hipotezy przypisujące główną rolę w wyrzutach naprężeniom w górotworze. Autorzy tej grupy hipotez zjawisko wyrzutu utożsamiali z tąpnięciami, inne czynniki (głównie ciśnienie gazu) bądź odrzucano w ogóle, bądź przypisywano im znaczenie drugorzędne. Głównymi przedstawicielami tej grupy hipotez są: A. Gaertner (1931 r.), W. Herrman (1932 r.), I.M. Pleczuk (1936 r.), Hipoteza Instytutu MakNIJ (1937 r.), M. Jarlier (1936 r.), F. Audibert (1942 r.) i W. Budryk (1950 r.). Wg Gaertnera [35], wyrzut jest zjawiskiem rozpadu warstw znajdujących się w stanie równowagi krytycznej, zachwianej działaniem dodatkowych naprężeń. Najskuteczniejszym wg autora sposobem wywołującym wyrzut jest odpalenie silnego ładunku MW, które wywołuje silne drgania w górotworze, względnie nagły nacisk skał stropowych. Hipoteza Herrmana traktuje o mechanizmie wyrzutu węgla i CO₂, który wg autora znajduje się w węglu w stanie płynnym [51, 72]. Zasadniczym czynnikiem wywołującym wg tej teorii wyrzut, jest ciśnienie górotworu które zmniejsza porowatość węgla w strefie maksymalnych naprężeń, powoduje rozkruszenie warstwy przyociosowej oraz wyciska gaz w kierunku wyrobiska. W przypadku nagłego wzrostu ciśnienia eksploatacyjnego (np. przy strzelaniu MW), gaz gwałtownie wyciska rozpadający się ocios węglowy do wyrobiska. Według Pleczuka [85] zjawisko wyrzutu powstaje na skutek szczątkowych sprężystych deformacji, które powstały w grubych i mocnych skałach otaczających pokłady węgla nasycone gazem. Hipoteza Instytutu MakNIJ przyjmuje, że do wyrzutu dochodzi wskutek częściowego odprężenia się węgla przy ugięciu się stropu przed przodkiem wyrobiska, przez co zmniejsza się gwałtownie siła tarcia między węglem a skałami otaczającymi. Zmniejszenie spójności między pokładem węgla a skałami otaczającymi w przypadku dodatkowego wzrostu naprężeń w pokładzie nasyconym gazem stwarza potencjalne możliwości zaistnienia wyrzutu. Jarlier [58] utożsamia zjawiska wyrzutów z tąpnięciami, do czego skłoniły go obserwacje tępnięć w Zagłębiu Fuvesu i wyrzutów w Zagłębiu de Cevennes. Do wyrzutu wg autora dochodzi w przypadku gwałtownego zakłamania się stropu, przez co węgiel zostaje zmiażdżony i wyrzucony do wyrobiska. Audibert [4] przyjmuje dwa rodzaje powstawania nagłych wyrzutów:

- W pokładach skłonnych do wyrzutów, węgle nasycone gazem pęcznieją, co powoduje wzrost naprężeń przewyższających wytrzymałość mechaniczną węgla. Zbliżając się przodkiem wyrobiska do takiej strefy następuje wydzielanie się z niej gazu oraz wyrzut skruszonego węgla.

- Na skutek eksploatacji następuje naruszenie równowagi skał stropowych, co może spowodować uderzenie w pokład (tąpnięcie), jego spękanie i zgniecenie. Następuje odprężenie węgla i zwiększenie jego gazoprzenikliwości w wyniku czego następuje gwałtowne wydzielanie się gazu i wyrzut węgla. Hipoteza Budryka [9] odrzuca w ogóle jakąkolwiek rolę gazu w problemie nagłych wyrzutów. Za główną przyczynę wyrzutów autor uważa jedynie tąpnięcia oraz małą wytrzymałość mechaniczną węgla w pokładach zagrożonych wyrzutami. Na poparcie swej hipotezy Budryk podaje szereg przykładów z zaistniałych wyrzutów.

3. Hipotezy współczesne, zalicza się do nich te, które traktują zjawisko wyrzutu wieloparametrowo, tzn.: że na zaistnienie zjawiska wyrzutu mają wpływ tak ciśnienie górotworu (stan naprężeń w porowatym szkielecie) jak i ciśnienie gazu. Dodatkowo autorzy wskazują na istotną rolę parametrów fizykomechanicznych (głównie mechanicznej wytrzymałości) węgla i skał otaczających oraz zaburzeń tektonicznych w pokładzie. Do tej grupy należy zaliczyć następujących autorów: A.A. Skoczyński (1954 r.), R. Coeuillet (1954 r.), W.W. Chodot (1961 r.), W.G. Gmoszyński (1958 r.), W. Gimm (1961 r.), L.N. Bykow (1964 r.), J. Tarnowski (1971 r.), W.I. Nikolin (1976 r.) i H. Gil (1976 r.).

Hipoteza A.A. Skoczyńskiego [78] jest pierwszą nie werbalną hipotezą dotyczącą mechanizmu powstawania i przebiegu zjawiska wyrzutu. Na podstawie wieloletnich badań prowadzonych w kopalniach Zagłębia Donieckiego autor sformułował pogląd, że zjawisko wyrzutu jest wieloparametrowym zjawiskiem, a na jego zaistnienie mają wpływ:

- a) stan naprężeń w porowatym szkielecie,
- b) gaz zawarty w pokładzie węgla,
- c) własności fizykomechaniczne węgla i skał otaczających,
- d) siła ciężkości węgla (w przypadku stromego zalegania pokładów).

W dalszej części swej pracy autor szczegółowo omówił rolę powyższych czynników w mechanizmie powstawania i rozwoju wyrzutu.

P. Coeuillet w swej pracy [23] opisując rolę poszczególnych czynników wpływających na powstanie wyrzutu dochodzi do wniosku, że zjawisko wyrzutu przebiega w czterech charakterystycznych fazach: w pierwszej i drugiej fazie wyrzutu następuje wyzwolenie pewnej ilości energii potencjalnej skał, skutkiem zmiany istniejącego stanu naprężeń w górotworze, w wyniku czego dokonuje się spękanie i rozdrobnienie węgla, w fazie trzeciej i czwartej natomiast zasadniczą rolę w procesie powstawania wyrzutu przejmuje gaz zawarty w węglu: początkowo gaz wolny, a następnie razem z nim gaz sorbowany. Następuje ostateczne rozdrobnienie węgla i jak gdyby pneumatyczne transportowanie go do wyrobiska. Zdaniem Coeuilleta wyrzuty mogą zachodzić, tak w węglach twardych jak i kruchych.

W.G. Gmoszyński [45] opisuje fazę wstępną (przygotowawczą) wyrzutu oraz analizuje wpływ czasu na rozkład naprężeń w pokładzie węgla zagrożonym wyrzutami. Na podstawie rozważań analitycznych autor podaje przyczyny wywołujące wyrzut.

Praca Chodota [12] jest próbą matematycznego ujęcia zjawiska wyrzutu na gruncie teorii sprężystości. Autor wyprowadził wzory na rozkład naprężeń w caliznie wyrzutowego pokładu i określił warunki powstawania wyrzutów.

Teoria Bykowa [10] przyjmuje za główne przyczyny powstawania wyrzutów ciśnienie górotworu oraz gaz wolny wypełniający szczeliny wyrzutowego pokładu. Dodatkowymi czynnikami wg autora są: struktura skał i gaz sorbowany który spełnia podwójną rolę; po pierwsze gaz sorbowany stanowi potencjalny pojemnik gazu, automatycznie uzupełniający ubytek gazu wolnego z różnego rodzaju szczelin i kawern, po drugie zwiększa rozmiary wyrzutów drogą czynnego udziału przy szybko przebiegającej desorpcji w procesie rozdrabniania węgla podczas wyrzutu i przenoszenia go do wyrobisk.

Hipoteza Gimma [49] - przyjmuje główną rolę ciśnienia górotworu w rozpoczęciu zjawiska wyrzutu, natomiast w jego rozwoju zasadniczy przedmiot wg autora stanowi gaz. Zjawisko wyrzutu może zaistnieć w przypadku gdy:

- 1) w pokładzie węgla istnieje strefa o dużej koncentracji gazu,
- 2) istnieje podwyższony stan naprężeń,
- 3) strefa dużej koncentracji gazu oraz podwyższonych naprężeń znajdują się dostatecznie blisko wyrobiska,
- 4) pokład węgla posiada niską wytrzymałość mechaniczną.

Hipoteza Cisa [28] przyjmuje następujące przyczyny powstawania wyrzutów:

- obciążenia statyczne działające na pokład i wywołane nimi naprężenia w pokładzie,
- obciążenia dynamiczne i wywołane nimi tzw. "naprężenia dynamiczne",
- ciśnienie gazu wolnego zawartego w porach i szczelinach wyrzutowego pokładu.

Natomiast czynnikami przeciwdziałającymi powstawaniu wyrzutów wg autora są:

- mechaniczna wytrzymałość pokładu,
- oddziaływanie ciśnienia atmosferycznego na ocios węglowy,
- nacisk obudowy wyrobiska (lub usypiska skalnego) na caliznę pokładu w przodkach górniczych.

J. Tarnowski [90, 92] za główne czynniki powodujące wyrzuty przyjmuje: gazonośność węgla, ciśnienie górotworu oraz zniszczenie struktury węgla, natomiast czynnikami przeciwdziałającymi zaistnieniu wyrzutu są: wysoka wytrzymałość mechaniczna węgla oraz szerokość strefy odprężonej. Wg autora oprócz ww. czynników istnieje jeszcze szereg innych wpływających pośrednio na to zjawisko, a mianowicie: wilgotność węgla, własności petrograficzne węgla, stopień uwęglenia oraz anizotropowość pokładu. Autor na podstawie szeregu poczynionych obserwacji widzi znaczną analogię między zjawiskiem wyrzutu, a tąpnięciem. W pracy [91] J. Tarnowski podaje kryterium wyrzutu węgla i gazu na podstawie pomiarów zwiercalności węgla w po-

kładach wyrzutowych, wykonanych przez T. Krzemińskiego, i P. Górkiewicza [60, 61].

I.I. Nikolin [64, 65] przyjmuje następujące czynniki wywołujące wyrzut:
- stan naprężeń w całości pokładu (warstwie skały płonnej),
- gazonośność pokładu (warstwy skały płonnej),
- własności fizykomechaniczne węgla i skał.

Wzajemne współdziałanie powyższych czynników może zainicjować zjawisko wyrzutu, w przypadku, gdy nałożą się na siebie optymalne warunki tzn. gdy wypadkowa naprężeń i ciśnienia gazu przewyższy odporność pokładu (warstwy wstrzymującej wyrzut). Teoria H. Gila [36, 38] ujmuje wszystkie podstawowe czynniki tj. stan naprężeń w porowatym szkielecie, ciśnienie gazu oraz własności fizykomechaniczne węgla i skał, których współdziałanie decyduje o powstawaniu i rozwoju zjawiska wyrzutu węgla gazu i skał. Mechanizm wyrzutu ujęto makroskopowo podchodząc do tego zjawiska z punktu widzenia teorii plastyczności. W pracy wyprowadzono wzory na rozkład naprężeń w wyrzutowym pokładzie (warstwie skały płonnej) oraz określono kryterium wyrzutu z którego można wyznaczyć szerokość strefy odprężonej wstrzymującej wyrzut oraz które może być wykorzystane do analitycznej metody prognozowania wyrzutów tak węgla i gazu, jak i skały płonnej i gazu. Spośród wymienionych autorów hipotez próbę matematycznego ujęcia wyrzutu (matematyczny model wyrzutu) podali: W.W. Chodot, S.A.Christianowicz, A.A.Nikolskij, W.G. Gmoszyński, R. Coeuillet, J. Gunther i H. Gil.

W związku z faktem, że w krajowej literaturze brak jest dotychczas publikacji dotyczących usystematyzowania poglądów na naturę nagłych wyrzutów gazów i skał uważamy za celowe w niniejszym opracowaniu przedstawienie najważniejszych założeń, wzorów i wniosków tych hipotez o charakterze nie werbalnym, które dotyczą opracowania matematycznego modelu zjawiska wyrzutu.

II. MODELE WYRZUTU PRZYJMUJĄCE CIŚNIENIE GAZU ZA GŁÓWNY CZYNNIK WYWOŁUJĄCY WYRZUT

Do powyższej grupy należy zaliczyć modele wyrzutu następujących autorów: S.A. Christianowicza, A.A. Nikolskiego oraz J. Gunthera. Model wyrzutu wg Christianowicza [18, 19], traktuje o drugiej fazie (bezpośredniej) wyrzutu, kiedy węgiel został rozdrobniony i przygotowany niejako do wyrzutu (o fazie wstępnej wyrzutu przygotowawczej traktuje praca Gmoszyńskiego. przyp. aut.). Za główny czynnik powodujący przemieszczanie się węgla do wyrobiska autor przyjął przemieszczającą się w głąb pokładu falę wyrzutu kosztem energii gazu sprężonego znajdującego się w pokładzie węgla. Podobne założenia przyjął A.A. Nikolskij [68, 69], wg autora zjawisko wyrzutu powstaje na wskutek tworzenia się fali rozprzestrzeniającej się w głąb pokładu, za którą węgiel jest rozkruszony i posiada prędkość skierowaną przeciwnie do kierunku rozchodzenia się fali. Zdaniem wymienionych autorów zasadniczą przyczyną wyrzutu jest ciśnienie gazu w pokładzie, inne czynniki (ciśnienie górotworu i własności fizykomechaniczne węgla) odgrywają rolę współdziałających przy wyrzutach, lecz posiadają znaczenie drugorzędne. W modelu wyrzutu J. Gunthera przyjęto ciśnienie gazu wolnego w szczelinach pokładu węgla za główny czynnik wywołujący wyrzut; model ten traktuje o mechanizmie wyrzutów węgla i gazu w wyrobiskach eksploatacyjnych.

II.1. Model wyrzutu według S.A. Christianowicza

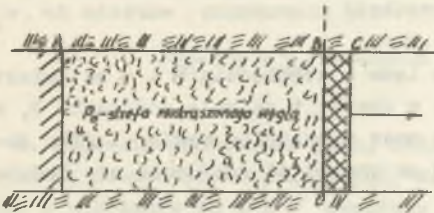
Stanowi próbę opracowania modelu teoretycznego wyrzutu węgla i gazu, na który składają się 3 następujące prace: "O fali wyrzutu" [18], "Rozkład ciśnienia gazu w pobliżu przesuwałej się swobodnej powierzchni węgla" [19], i "O fali kruszenia" [20].

O fali wyrzutu

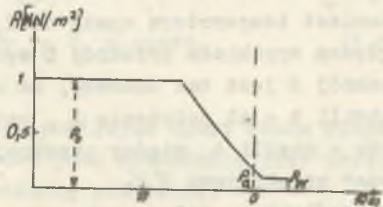
Do rozważań przyjęto sytuację jak na rys. 1. Na wstępie poczyniowo następujące założenia:

- 1) w pokładzie nasyconym gazem węgiel jest rozdrobniony (czyli niejako przygotowany do wyrzutu),
- 2) fala wyrzutu rozprzestrzenia się kosztem energii sprężonego gazu w całości pokładu między cząstkami rozdrobnionego węgla oraz gazu zasorbowanego na powierzchni tych cząstek,

- 3) gaz sorbowany w porach znajdujących się na zewnątrz objętości cząstek, które nie ulegają dalszemu rozdrabnianiu, nie uczestniczy w rozwoju wyrzutu (czas potrzebny na jego wydzielenie jest znacznie dłuższy od samego wyrzutu),
- 4) wyrzut węgla i gazu z pokładu zagrożonego wyrzutami zachodzi równomiernie na całej powierzchni ociosu (zjawisko wyrzutu można uważać za jednowymiarowe),
- 5) ciśnienie gazu w pokładzie (p) jest stałe na odcinku AB (rys. 1), stała jest również gęstość ośrodka (ρ),
- 6) gaz i węgiel w początkowym stadium wyrzutu posuwają się ze stałą prędkością, tj. gaz nie wyprzedza cząstek węgla,
- 7) wydzielający się przy desorpcji gaz posiada stałą temperaturę T bliską temperaturze początkowej węgla T .

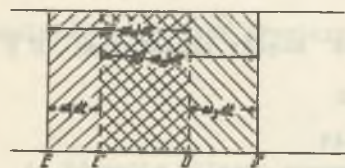


Rys. 1. Model pokładu węgla przyjęty do rozważań



Rys. 2. Schemat rozkładu ciśnienia w pokładzie po zniszczeniu ścianki BC

Przy powyższych założeniach w przypadku, gdy ścianka węgla BC (rys. 1) ulegnie zniszczeniu rozpocznie się proces wyrzutu, w trakcie którego w wyniku obniżenia ciśnienia gazu następować będzie desorpcja gazu z powierzchni cząstek węgla. Po zniszczeniu ścianki BC w stronę AB pobiegnie fala obniżenia ciśnienia, natomiast w przeciwną stronę uderzeniowa fala zgęszczania, tak że w dowolnym momencie rozkład ciśnienia będzie miał postać przedstawioną jak na rys. 2. (p_w - ciśnienie fali wyrzutu, p_a - ciśnienie atmosferyczne). Problem sprowadza się do wyliczenia prędkości fali wyrzutu θ i ciśnienia p_w .



Rys. 3. Schemat ruchu cząstek w pokładzie

Aby wyznaczyć wszystkie parametry fali wyrzutu, należy określić poszczególne elementy tej fali (w tym celu analizuje się również falę spadku ciśnienia rozchodzącą się w przestrzeni AB); do powyższego zagadnienia przyjęto sytuację jak na rys. 3.

W modelu wyrzutu S.A. Christianowicza występują następujące elementy:
 p - ciśnienie gazu w pokładzie węgla,
 ρ - gęstość ośrodka (ρ_0 - gęstość swobodnego gazu, ρ_{y0} - gęstość węgla w stanie początkowym),

T - temperatura w pokładzie (w skali bezwzględnej),
R - stała gazowa, określana wzorem: $R = I(C_p - C_v)$,
I - mechaniczny równoważnik ciepła,
 C_p, C_v - pojemność cieplna gazu przy stałym ciśnieniu i objętości ($\frac{C_p}{C_v} = \kappa$),
 θ - prędkość rozchodzenia się fali wyrzutu,
w - prędkość wyrzucanej mieszaniny,
DD', EE' - przekroje rozpatrywanych płaszczyzn,
n - udział objętości węgla w jednostce objętości mieszaniny,
Dodatkowo wprowadzono następujące oznaczenia:

$V = \frac{1-n}{n}$; $B = \frac{p}{p_0}$; $b = \frac{q_y^0 - q_y}{q_0}$; $C = \theta - w$ (różnica między prędkością fali wyrzutu a prędkością wyrzucanej mieszaniny).

Na rys. 3 przyjęto; parametry gazu na lewo od przekroju D mają wartości p_1, q_1 , natomiast prędkość wyrzucanej mieszaniny w_1 ; na prawo od przekroju D ciśnienie ma wartość $p_2 < p_1$, prędkość mieszaniny wzrasta do w_2 natomiast temperatura spada do T_2 .

Względem wyrobiska przekrój D wędruje w lewo z prędkością $\theta - w$, natomiast przekrój E jest tak dobrany, że cząstki w chwili t zajmują położenie E, a w chwili $t + \Delta t$ położenie E', natomiast masa mieszaniny węgla i gazu zawarta w chwili t między przekrojami ED po chwili dt znajdować się będzie między przekrojami E'D'.

Do określenia podstawowych parametrów fali wyrzutu wykorzystano cztery podstawowe równania:

1. Prawo zachowania objętości węgla. Z rys. 3 widzimy, że objętość węgla w elementarnej warstwie węgla i gazu między przekrojami ED można wyrazić w postaci:

$$-(\theta - w_1)n_1 dt$$

Objętość węgla między przekrojami DE jak również między przekrojami D'E' nie zmienia się, co można zapisać:

$$ED + DD' - EE' = -(\theta - w_2)dt$$

czyli na podstawie rys. 3 możemy napisać:

$$(\theta - w_1)n_1 = (\theta - w_2)n_2 \quad (1.1)$$

względnie pomijając małe wyższych rzędów

$$(\theta - w)dn = ndw \quad (1.2)$$

2. Równanie bilansu gazu wyraża, że masa gazu zawarta między przekrojami E'D' jest sumą masy gazu wolnego zawartego między przekrojami ED i gazu oddanego z węgla (desorpcja) w wyniku spadku ciśnienia.

Na podstawie rys. 3 można napisać:

$$(\theta - w_2)(1 - n_2)\varrho_2 = (\theta - w_1)(1 - n_1)\varrho_1 + (\theta - w_1)n_1(\varrho_{y_1} - \varrho_{y_2}) \quad (1.3)$$

Po uwzględnieniu równania (1.1) otrzymamy:

$$\frac{1 - n_2}{n_2} \varrho_2 + \varrho_{y_2} = \frac{1 - n_1}{n_1} \varrho_1 + \varrho_{y_1} \quad (1.4)$$

czyli:

$$\frac{1 - n}{n} \varrho + \varrho_y = \frac{1 - n_0}{n_0} \varrho_0 + \varrho_{y_0} = w_0 = \text{const.} \quad (1.5)$$

3. Równanie zachowania pędu; można ułożyć pomijając opory ruchu rozpatrywanej mieszaniny i przyjmując, że przyrost pędu mieszaniny przy przejściu z położenia ED i E'D' wywołany jest różnicą ciśnienia:

$$p_1 - p_2 = -(\theta - w_1)[n_1\varrho_{y_1} + (1 - n_1)\varrho_1](w_2 - w_1) \quad (1.6)$$

wykorzystując równanie (1.5) można napisać:

$$p_1 - p_2 = -(\theta - w_1)n_1w_0(w_2 - w_1) \quad (1.7)$$

względnie w postaci granicy:

$$dp = (\theta - w)nw_0dw. \quad (1.8)$$

4. Równanie bilansu energii otrzymamy z warunku, że praca siły ciśnienia i energii wewnętrznej gazu zdesorbowanego równe są przyrostowi energii kinetycznej mieszaniny oraz przyrostowi energii wewnętrznej gazu.

Wobec tego można napisać:

$$P_2w_2 - P_1w_1 + (\theta - w_1)n_1(\varrho_{y_1} - \varrho_{y_2})IC_{vT} = -(\theta - w_1)n_1w_0 \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - (\theta - w_2)(1 - n_2)\varrho_2IC_{vT_2} + (\theta - w_1)(1 - n_1)\varrho_1IC_{vT_1}, \quad (1.9)$$

a po uwzględnieniu równania (1.6) oraz oznaczeń podanych na początku pracy, otrzymamy:

$$p_1 w_1 - p_2 w_2 = \frac{w_1 + w_2}{2} (p_1 - p_2) - \frac{(\theta - w_1) n_1}{\gamma - 1} \left[\frac{1 - n_2}{n_2} p_2 - \frac{1 - n_1}{n_1} p_1 - (\zeta y_1 - \zeta y_2) RT' \right] \quad (1.10)$$

względnie w przypadku nieskończenie małych zmian ciśnienia:

$$p dw = \frac{(\theta - w) n}{\gamma - 1} \left(\frac{1 - n}{n} dp - \frac{p}{n^2} dn + RT' d\zeta y \right) \quad (1.11)$$

a po uwzględnieniu równania (1.2) można przekształcić to równanie do postaci:

$$\gamma \frac{dn}{n(1-n)} = \frac{dp}{p} + RT' \frac{n}{1-n} \frac{d\zeta y}{p} \quad (1.12)$$

Według autora wydzielanie się gazu z powierzchni węgla zachodzi na tyle szybko, że można pominąć wymianę ciepła między powierzchnią węgla a gazem swobodnym, wobec tego można przyjąć, że ilość desorbującego gazu nie zależy od temperatury gazu swobodnego lecz wyłącznie od jego ciśnienia.

W takim przypadku zmiana gęstości węgla zależy jedynie od ciśnienia gazu wolnego, czyli:

$$d\zeta y = \frac{\partial \zeta y}{\partial p} dp. \quad (1.13)$$

Równanie (1.12) przyjmie ostatecznie postać:

$$\gamma \frac{dn}{n(1-n)} = \frac{dp}{p} + RT' \frac{n}{1-n} \frac{\partial \zeta y}{\partial p} \frac{dn}{p}. \quad (1.14)$$

W dalszej części pracy [18] S.A. Christianowicz rozpatruje tworzenie się fal obniżonego ciśnienia, które można wyrazić jako kolejne nałożenie się nieskończenie małych fal. Zjawisko to opisują równania różniczkowe (1.2), (1.5), (1.8) i (1.14), postaci:

$$\frac{dn}{n} = \frac{dw}{\theta - w} \quad (1.15)$$

$$\frac{1-n}{n} \zeta + \zeta y = \frac{1-n_0}{n_0} \zeta_0 + \zeta y_0 = W_0 \quad (1.16)$$

$$dp = (\theta - w)nW_0 dw \quad (1.17)$$

$$\kappa \frac{dn}{n(1-n)} = \frac{dp}{p} + RT' \frac{\partial \rho_y}{\partial p} \frac{dp}{p} \quad (1.18)$$

Porównując równania (1.15) i (1.17) otrzymamy:

$$\theta - w = \frac{1}{\sqrt{W_0}} \sqrt{\frac{dp}{dn}} \quad (1.19)$$

lub

$$dw = \frac{1}{\sqrt{W_0}} \sqrt{\frac{dp}{dn}} \frac{dn}{n} \quad (1.20)$$

Zakładając, że $\frac{\partial \rho_y}{\partial p}$ jest funkcją zależną tylko od ciśnienia p to równanie (1.18) można scałkować otrzymując związek między n i p w postaci:

$$\kappa \frac{dv}{dp} + \frac{v}{p} + RT' \frac{\partial \rho_y}{\partial p} \frac{1}{p} = 0. \quad (1.21)$$

Jest to równanie liniowe pierwszego rzędu, które całkując otrzymamy następującą funkcję:

$$v = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \left[V_0 - \frac{RT}{\kappa p_0} \int_{p_0}^p \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \frac{\partial \rho_y}{\partial p} dp \right] \quad (1.22)$$

gdzie: V_0 wartość V przy $p = p_0$.

Wprowadzając oznaczenia podane na początku pracy na b oraz β , równanie (1.22) przyjmie postać:

$$v = \beta^{-\frac{1}{\kappa}} \left[v + \frac{1}{\kappa} \frac{RT}{T_0} \int_1^\beta \frac{db}{d\beta} \beta^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} d\beta \right] \quad (1.23)$$

przy czym:

$$\frac{\partial \rho_y}{\partial p} > 0 \quad \text{i} \quad \frac{db}{d\beta} < 0$$

Prędkość propagacji ustalonej wartości ciśnienia (c) otrzymamy, wykorzystując równanie (1.20) oraz zależność: $v = \frac{1-n}{n}$

$$c = \theta - w = \frac{1}{\sqrt{W_0}} \frac{1}{n} \sqrt{-\frac{dp}{dv}} \quad (1.24)$$

lub wykorzystując równanie (1.21):

$$C = \frac{1 + v}{\sqrt{w_0}} \sqrt{\frac{\kappa_0}{V - \frac{T_0}{\rho_0} \frac{db}{d\beta}}} \quad (1.25)$$

Wykorzystując związek na szybkość rozchodzenia się dźwięku w swobodnym gazie pod ciśnieniem, postaci:

$$a_0 = \sqrt{\kappa \frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\kappa R T_0} \quad (1.26)$$

otrzymamy:

$$C = \frac{a_0}{\sqrt{\kappa \frac{y_0}{\rho_0} + v_0}} \frac{1 + v}{\sqrt{V - \frac{T_0}{\rho_0} \frac{db}{d\beta}}} \quad (1.27)$$

Korzystając z równania: $V = \frac{1 - \eta}{\eta}$, przekształcimy równanie (1.20) do postaci:

$$dw = - \frac{1}{\sqrt{w_0}} \sqrt{- \frac{db}{d\beta}} dv$$

lub

$$dw = \frac{a_0}{\kappa \sqrt{\frac{y_0}{\rho_0} + v_0}} \sqrt{V - \frac{T_0}{\rho_0} \frac{db}{d\beta} \frac{1}{\beta}} d\beta \quad (1.28)$$

stąd:

$$w = \frac{a_0}{\kappa \sqrt{\frac{y_0}{\rho_0} + v_0}} \int_1^{\beta} \sqrt{V - \frac{T_0}{\rho_0} \frac{db}{d\beta} \frac{1}{\beta}} d\beta \quad (1.29)$$

gdzie: V wyznacza się z równania (1.23), natomiast gęstość gazu wolnego można wyznaczyć z równania (1.5).

Zakładając, że w rozważanym przedziale zmian ciśnienia można napisać w przybliżeniu: $b = k(1 - \beta)$, to:

$$\frac{db}{d\beta} = -K = \text{const.}$$

Wtedy dla równości (1.23) mamy następującą zależność:

$$v = \beta^{-\frac{1}{\kappa}} \left[v_0 - \frac{\kappa}{\kappa} \frac{v_0}{\beta_0} \int_1^\beta \beta^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} d\beta \right]$$

a dalej:

$$v = \beta^{-\frac{1}{\kappa}} v_0 + \frac{v_0}{\beta_0} \kappa \left(1 - \frac{1}{\beta} \right) \quad (1.30)$$

i równanie (1.29) przyjmie postać:

$$w = \frac{2a_0}{(\kappa - 1) \sqrt{\frac{\rho_{y_0}}{\rho_0} + v_0}} \sqrt{v_1 + \frac{v_0}{\beta_0} \kappa \left(1 - \beta^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)} \quad (1.31)$$

W przypadku, gdy zjawisko desorpcji ustaje, czyli: $b = 0$, równania (1.23) oraz (1.29) upraszczają się. W takim przypadku otrzymamy:

$$\frac{n}{1-n} = \frac{n_0}{1-n_0} \beta^{\frac{1}{\kappa}},$$

a całkując równanie (1.29); otrzymamy:

$$w = \frac{2a_0 \sqrt{v_0}}{(\kappa - 1) \sqrt{\frac{\rho_{y_0}}{\rho_0} + v_0}} \left[1 - \beta^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad (1.32)$$

W dalszej części pracy [18] autor wyprowadza wzory na prędkość fali wyrzutu oraz prędkość fali powietrznej.

Zaistnienie zjawiska wyrzutu węgla i gazu powoduje powstanie udarowej powietrznej fali wyrzutu, która rozchodzi się przed falą wyrzutu węgla i gazu i która jest zasilana kosztem propagacji fali spadku ciśnienia w pierwotnie nieruchomej mieszaninie gazu i węgla będącej pod ciśnieniem. Na granicy fali wyrzutu i fali powietrznej ciśnienie gazu i ciśnienie powietrza, jak również prędkość gazu i prędkość powietrza, powinny być równe. Korzystając z powyższych warunków można wyznaczyć wszystkie podstawowe parametry fali powietrznej i fali wyrzutu.

Równanie udarowej fali powietrznej jest ogólnie znane [21], można je także otrzymać z równań (1.3), (1.6) i (1.9) przyjmując $n = 0$.

Przekształcając te równania, otrzymamy przy $w_2 = 0$.

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{(\kappa_1 + 1) \varrho_1 - (\kappa_1 - 1) \varrho_2}{(\kappa_1 + 1) \varrho_2 - (\kappa_1 - 1) \varrho_1} \quad (1.33)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{\varrho_1 p_1 - p_2}{\varrho_2 \varrho_1 - \varrho_2}}$$

gdzie: κ_1 - wykładnik adiabaty dla powietrza i $w_1 = \theta \left(1 - \frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)$.

Z powyższych równań można wyznaczyć w i θ względem $\frac{p_1}{p_2}$:

$$\theta = a_2 \sqrt{\frac{\kappa_1 + 1}{2\kappa_1}} \sqrt{\frac{p_1}{p_2} + \frac{\kappa_1 - 1}{\kappa_1 + 1}} \quad (1.34)$$

$$w_1 = 2\theta a_2 \sqrt{\frac{\kappa_1 + 1}{2\kappa_1}} \sqrt{\frac{p_1}{p_2} + \frac{\kappa_1 - 1}{\kappa_1 + 1}} \frac{\frac{p_1}{p_2} - 1}{(\kappa_1 + 1) \frac{p_1}{p_2} + \kappa_1 - 1} \quad (1.35)$$

Porównując wartości prędkości z wzorów (1.29) względnie (1.31) z wartościami ze wzorów (1.34) i (1.35) otrzymamy równanie na wartość ciśnienia w fali powietrznej, z którego mogą być wyznaczone pozostałe szukane wielkości. Przy obliczeniach korzystnym jest w równaniach (1.34) i (1.35) skrócić z następującej zależności:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p}{\rho_{at}} = \frac{p}{p_0} \frac{p_0}{\rho_{at}} \quad (1.36)$$

gdzie: p_{at} - ciśnienie atmosferyczne.

W ostatnim punkcie pracy [18] S.A. Christianowicz rozpatruje bardziej dokładnie falę nieciągłą, tzn. falę na froncie, której zachodzi skokowa zmiana ciśnienia, jak również innych parametrów gazu.

Falę nieciągłą opisują równania (1.1), (1.5), (1.6) i (1.9).

Z równania (1.1) otrzymujemy:

$$\theta - w_1 = \frac{n_2(w_1 - w_2)}{n_1 - n_2} \quad (1.37)$$

Ponieważ równanie (1.6) można przedstawić w postaci:

$$p_1 - p_2 = -(\theta - w_1)n_1 w_0 (w_2 - w_1) \quad (1.38)$$

to

$$\theta - w_1 = \frac{1}{\sqrt{v_0}} \sqrt{\frac{n_2}{n_1} \frac{p_1 - p_2}{n_1 - n_2}} \quad (1.39)$$

a ponieważ:

$$p_1 w_1 - p_2 w_2 - \frac{w_1 + w_2}{2} (p_1 - p_2) = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (w_1 - w_2). \quad (1.40)$$

To równanie (1.10) można przekształcić do postaci (wykorzystując równanie 1.37):

$$\frac{\kappa - 1}{2} (p_1 - p_2) = - \frac{n_1 n_2}{n_1 - n_2} \left[\frac{1 - n_2}{n_2} p_2 - \frac{1 - n_1}{n_1} p_1 - n \xi_1 R T^* \right] \quad (1.41)$$

Eliminując z tego równania n_2 za pomocą równania (1.5) otrzymamy:

$$\frac{1}{n_2} = 1 + \frac{\xi_1}{\xi_2} (b + V_1) \quad (1.42)$$

gdzie: $V_1 = \frac{1 - n_1}{n_1}$

i odpowiednio:

$$\frac{\xi_2}{\xi_1} = \frac{(1 + \frac{b}{V_1}) \left[(\kappa + 1) \frac{p_1}{p_2} + \kappa - 1 \right]}{[\kappa - 1] \left[\frac{p_2}{p_1} + \kappa + 1 + 2 \frac{b}{V_1} \frac{T^*}{T_1} \right]} \quad (1.43)$$

W przypadku zaniku desorpcji ($b = 0$) równanie (1.43) wyraża to samo co równanie (1.33) udarowej adiabaty ujmującej zmiany ciśnienia i gęstości na froncie fali uderzeniowej rozchodzącej się w gazie.

Wykorzystując równanie (1.42) otrzymamy:

$$V_2 = V_1 \left(1 + \frac{b}{V_1} \right) \frac{\xi_1}{\xi_2} \quad (1.44)$$

a następnie biorąc pod uwagę równanie (1.43) otrzymamy:

$$v_2 = v_1 \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{p_1}{p_2} + \frac{2}{\kappa + 1} \frac{b}{v_1} \frac{T'}{T_1}}{\frac{p_2}{p_1} + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}} \quad (1.45)$$

Natomiast równanie (1.40) można przedstawić w postaci:

$$\theta - w_1 = \frac{a_1}{\sqrt{\frac{\rho y_1}{\rho_1} + v_1}} \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \frac{1}{n_1} \sqrt{\frac{p_1 - p_2}{v_2 - v_1}} \quad (1.46)$$

skąd wykorzystując równanie (1.45) otrzymamy:

$$\theta - w_1 = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{2\kappa}} a_1 \frac{1 + v_1}{\sqrt{\frac{\rho y_1}{\rho_1} + v_1}} \frac{\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}}}{\sqrt{v_1 + \frac{T'}{T_1} \frac{b}{1 - \frac{p_2}{p_1}}}} \quad (1.47)$$

przyjmując, że:

$$b = K_1 \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right)$$

to

$$\theta - w_1 = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{2\kappa}} a_1 \frac{1 + v_1}{\sqrt{\frac{\rho y_1}{\rho_1} + v_1}} \frac{\sqrt{\frac{p_1}{p_2} + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}}}{\sqrt{v_1 + \frac{T'}{T_1} K_1}} \quad (1.48)$$

Aby obliczyć prędkość cząstki za falą nieciągłą, należy posłużyć się równaniem (1.6), otrzymamy wówczas:

$$w_2 = w_1 - \frac{p_1 - p_2}{(\theta - w_1) n_1 \tau_0} \quad (1.49)$$

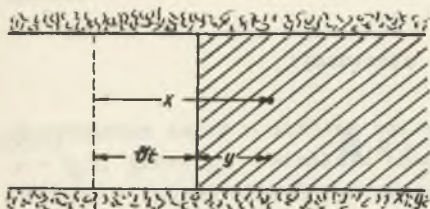
Pamiętając, że $\theta - w_1$ ma wartość ujemną oraz uwzględniając równanie (1.49) otrzymamy:

$$w_2 = w_1 + \sqrt{\frac{2}{\kappa(\kappa+1)}} a_1 \frac{1 - \frac{p_2}{p_1}}{\sqrt{\frac{\rho_{y1}}{\rho_1} + v_1}} \frac{\sqrt{v_1 + \frac{T'}{T_1} \frac{b_1}{1 - \frac{p_2}{p_1}}}}{\sqrt{\frac{p_2}{p_1} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}}} \quad (1.50)$$

Równania (1.43), (1.45), (1.46) pozwalają określić propagację fali nieciągłej w przypadku gdy znane jest ciśnienie za frontem tej fali.

Rozkład ciśnienia gazu w pobliżu przemieszczającej się swobodnej powierzchni węgla

W pracy tej S.A. Christianowicz rozpatruje zagadnienie rozkładu ciśnienia gazu w pobliżu filtrującej, odsłoniętej cienkiej warstwy węgla. Według pracy przy ciśnieniu gazu rzędu 20÷40 at [1,96-3,92 MPa] jakie występują w wyrzutowych pokładach węgla nasyconych metanem, większość gazu jest zasorbowana na powierzchni szczelin i por węgla. Przy eksploatacji pokładu gaz ten wydziela się do wyrobiska. Ponieważ zdolność filtracji węgla jest niewielka, to na skutek postępu przodka, spadek ciśnienia gazu umiejscowiony jest w warstwie węgla o stosunkowo niewielkiej grubości. Grubość tej warstwy zmniejsza się wraz ze zwiększaniem się prędkości urabiania, jak również ze zmniejszaniem się własności filtracyjnych węgla. W celu określenia równania ruchu gazu przyjęto sytuację jak na rys. 4, tzn. pokład węgla nasycony gazem rozciągający się od powierzchni przodka do nieskończoności. Założono jednorodność pokładu, tak że całe zjawisko można traktować jako jednowymiarowe.



Rys. 4. Schemat do określenia równania ruchu gazu

Przyjęto następujące oznaczenia:

- ρ - gęstość gazu,
- ρ_y - gęstość węgla zawierającego gaz, adsorbowany na jego powierzchni,
- ρ_{y0} - początkowa gęstość węgla (dla pokładu węgla w stanie nienaruszonym),
- U - prędkość filtracji, funkcja zależna od odległości od frontu ściany i czasu,
- m - współczynnik porowatości,
- p - ciśnienie gazu,
- X - współrzędna przestrzenna skierowana zgodnie z postępowaniem przodka,
- t - czas,
- b - współczynnik określający izotermę sorpcji,

- ϱ_* - początkowa gęstość gazu w pokładzie nienaruszonym,
 - μ - współczynnik lepkości gazu,
 - K_F - współczynnik filtracji, zależny od odległości do powierzchni przodka,
 - V - prędkość przesuwania się przodka,
 - T - temperatura gazu,
 - P_* - początkowe ciśnienie gazu (w pokładzie nienaruszonym),
 - P_{at} - ciśnienie atmosferyczne,
 - q - ilość sorbowanego gazu w 1 t [1 Mg] węgla w m^3 przy normalnych warunkach,
 - q_* - sorpcja węgla przy $p = p_*$.
- Przy powyższych oznaczeniach, gęstość węgla można określić z zależności:

$$\varrho_y = \varrho_{y*} - \varrho_* b, \quad (1.51)$$

natomiast wielkość współczynnika b , z zależności:

$$b = 1,3 \frac{T_*}{273} \frac{P_{at}}{P_*} (q_* - q). \quad (1.52)$$

Wykorzystując równanie zachowania masy, otrzymamy:

$$- \frac{\partial(\varrho u)}{\partial x} - \frac{\partial \varrho y}{\partial t} = m \frac{\partial \varrho}{\partial t} \quad (1.53)$$

skąd:

$$\frac{\partial(\varrho u)}{\partial x} + m \frac{\partial \varrho}{\partial t} - \varrho_* \frac{db}{dp} \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \quad (1.54)$$

Powyższe równanie autor uzupełnia prawem Darczego:

$$U = - \frac{K_F}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (1.55)$$

i założeniem izotermiczności procesu, tzn.:

$$\frac{\varrho}{\varrho_*} = \frac{p}{p_*}. \quad (1.56)$$

Rozpatrzmy teraz przypadek, gdy przodek przesuwa się ze stałą prędkością V , z rys. 4 widzimy że:

$$X = y + Vt. \quad (1.57)$$

Przekształcając równania ruchu do systemu współrzędnych związanych z przesuwającym się przodkiem, otrzymamy:

$$P(x, t) = p(y + Vt, t) = \bar{p}(Y, t). \quad (1.58)$$

Różniczkując te zależności otrzymamy:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (1.59)$$

W przypadku gdy $V = \text{const}$, równania (1.54) i (1.55) w nowym układzie współrzędnych przyjmą postać:

$$\frac{\partial(\beta u)}{\partial y} + m(1 - \frac{1}{m} \frac{db}{d\beta}) (\frac{\partial \beta}{\partial t} - v \frac{\partial \beta}{\partial y}) = 0 \quad (1.60)$$

$$U = \frac{Kf}{\mu} p_* \frac{\partial \beta}{\partial y} \quad (1.61)$$

gdzie:

$$\beta = \frac{p}{p_*}. \quad (1.62)$$

Wprowadzimy teraz w miejsce zmiennej y , bezwymiarowy parametr \bar{y} , taki że: $y = y_* \bar{y}$, gdzie y_* - wielkość charakterystyczna określająca odległość od przodka w której zlokalizowany jest główny spadek ciśnienia gazu. W miejsce czasu t wprowadzimy bezwymiarowy parametr \bar{t} , tak że: $t = \tau \bar{t}$, gdzie τ - oznacza tzw. charakterystyczny przedział czasu, w którym zachodzi większa część wydatku filtracji. Wtedy równanie (1.60) można przedstawić w postaci:

$$\frac{\partial(\beta u)}{\partial y} + VN(1 - \frac{1}{m} \frac{db}{d\beta}) (\frac{y_*}{\tau v} \frac{\partial \beta}{\partial \bar{t}} - \frac{\partial \beta}{\partial \bar{y}}) = 0, \quad (1.63)$$

W przypadku, jeżeli parametr $\frac{y_*}{\tau v}$ jest mały w porównaniu z jedynką to człon $\frac{y_*}{\tau v} \frac{\partial \beta}{\partial \bar{t}}$ można pominąć. Oznacza to przypadek niskiej zdolności filtracyjnej, kiedy wielkość y_* jest bardzo mała w porównaniu z dużą prędkością przesuwania się przodka.

Na przykład gdy: y_* jest rzędu 30 m, szybkość postępu przodka wynosi 2 m/dobę natomiast $\tau \approx 1$ rok to: $\frac{y_*}{\tau v} = \frac{1}{20}$ i przy określaniu krzywej depresji można w przybliżeniu przyjąć, że wpływ gazu związany jest z przesuwającym się przodkiem. Równania takiego wpływu ustalonego mają postać:

$$\frac{\partial}{\partial y} (\beta u) - mV(1 - \frac{1}{m} \frac{db}{d\beta}) \frac{d\beta}{dy} = 0 \quad (1.64)$$

1

$$U = - \frac{K_f}{U} p_* \frac{d\beta}{dy}, \quad (1.65)$$

Całkując równanie (1.64), otrzymamy:

$$\beta u - mV(\beta - \frac{b}{m}) = \text{const} \quad (1.66)$$

względnie, wykorzystując równanie (1.65), przy założeniu że:

$$K_f = K_{f*} l(y)$$

otrzymamy:

$$l(y)\beta \frac{d\beta}{dy} + \frac{1}{y_0} (\beta - \frac{b}{m}) = C_1 \quad (1.67)$$

gdzie: K_{f*} - oznacza współczynnik filtracji w znacznej odległości od przodka natomiast:

$$\frac{1}{y_0} = \frac{mUV}{K_{f*} p_*}. \quad (1.68)$$

Rozdzielając zmienne, otrzymamy:

$$\frac{dy}{l(y)} = \frac{\beta d\beta}{C_1 - \frac{1}{y_0} (\beta - \frac{b}{m})}.$$

Stałą C_1 wyznaczymy z warunku, że przy $p \rightarrow p_*$ i $\beta \rightarrow 1$, $b \rightarrow 0$ i $y \rightarrow +\infty$ wtedy z równania (1.65) otrzymamy, że $C_1 = \frac{1}{y_0}$.

Wtedy:

$$\frac{dy}{y_0 l(y)} = \frac{\beta d\beta}{1 - \beta + \frac{b}{m}}. \quad (1.69)$$

Całkując powyższe równanie, otrzymamy:

$$\frac{1}{y_0} \int_0^y \frac{d\alpha}{l(\alpha)} = \int_{A_0}^{\beta} \frac{A d\beta}{1 - \beta + \frac{b}{m}} \quad (1.70)$$

gdzie: $A_0 = \frac{p_0}{p_*}$ określa ciśnienie na powierzchni przodka.

W przypadku gdy b jest funkcją liniową zależną od β , to:

$$b = k(1 - \beta) \quad (1.71)$$

oznaczając wówczas:

$$A = 1 + \frac{k}{m} \quad (1.72)$$

1

$$y_* = \frac{K_p p_*}{mV \mu A} \quad (1.73)$$

otrzymamy:

$$\frac{1}{y_*} \int_0^y \frac{dy}{I(\beta)} = z(\beta) - z(\beta_0) \quad (1.74)$$

gdzie:

$$z(\beta) = -[\beta + \ln(1 - \beta)]. \quad (1.75)$$

Wartości funkcji $z(\beta)$ podano w tabeli II.1.

Tabela II.1

β	$z(\beta)$	β	$z(\beta)$	β	$z(\beta)$	β	$z(\beta)$
0,00	0,0000	0,30	0,0566	0,55	0,2500	0,80	0,8030
0,05	0,0014	0,35	0,0810	0,60	0,3150	0,85	1,0490
0,10	0,0054	0,40	0,1110	0,65	0,4000	0,90	1,4000
0,15	0,0126	0,45	0,1480	0,70	0,5010	0,95	2,762
0,20	0,0230	0,50	0,1940	0,75	0,6360	0,99	3,62
0,25	0,0370						

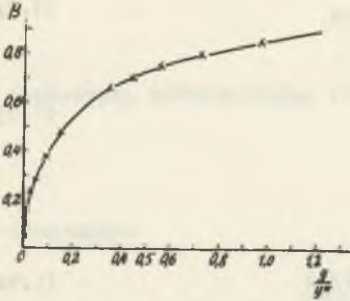
W przypadku, gdy współczynnik filtracji jest stały, to:

$$\frac{y}{y_*} = z(\beta) - z(\beta_0). \quad (1.76)$$

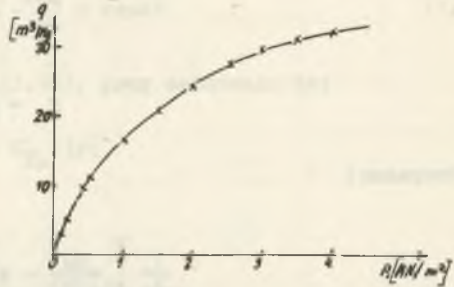
Zmiana współczynnika filtracji w zależności od odległości do czoła przodka może być następstwem działania ciśnienia eksploatacyjnego na rozpatrywany pokład węgla, przy czym rozkład tego ciśnienia w zależności od prędkości przesuwającego się przodka można uważać za niezmienną się.

Wykorzystując zależność (1.69), otrzymamy zależność na prędkość filtracji:

$$U = -v_m \left[\frac{p_*}{p} \left(1 + \frac{b}{H} \right) - 1 \right] \quad (1.77)$$



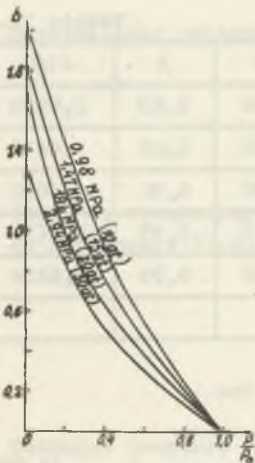
Rys. 5. Wykres krzywej depresji przy $\beta_0 = 0$



Rys. 6. Wykres zależności pojemności sorpcyjnej (q) od ciśnienia gazu (p) dla jednego z pokładów Zagłębia Donieckiego

Na rys. 5 przedstawiono wykres krzywej depresji, odpowiadającą równaniu (1.76), przy $\beta_0 = 0$. Wynika z niego, że na odległości $y = y_*$ ciśnienie gazu zmienia się od 0 przykładowo do 0,85 wartości maksymalnego ciśnienia,

na odległości $4y_*$ różnica od maksymalnego ciśnienia w nieskończoności jest nie większa niż 1%. Na odległości $0,1 y_*$ ciśnienie gazu zmienia się od 0 do wartości, przykładowo równej 40% maksymalnego ciśnienia gazu. Dla obliczenia wartości y niezbędnym jest znać pojemność sorpcyjną węgla w rozpatrywanym pokładzie.



Rys. 7. Wykres kształtowania się współczynnika b

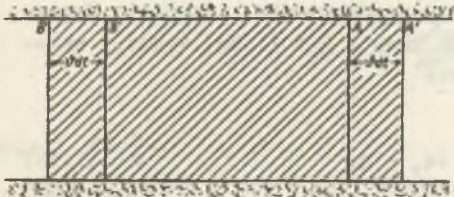
Na rys. 6 podano wykres kształtowania się pojemności sorpcyjnej (q) dla węgla jednego z pokładów, określonej w laboratorium nagłych wyrzutów węgla i gazu Instytutu Gornowo Dieła AN SSSR. Natomiast na rys. 7 podano wartości współczynnika b , obliczonego na podstawie tej krzywej. Dla krzywej odpowiadającej $p_* = 20$ at, [1,96 MPa] w przedziale $0,3 < \beta < 1$ zdaniem autora można dobrze aproksymować tę krzywą funkcją liniową o równaniu $b = 1 - \beta$, natomiast dla małych wartości β wykres współczynnika b różni się znacznie od prostej. Jako potwierdzenie, autor powołuje się na wyniki obliczeń, w których aproksymowano funkcję

b trzema odcinkami prostych, otrzymane wyniki różniły się w niewielkim stopniu od otrzymanych drogą linearyzacji.

W końcowej części tej pracy autor podaje przykład wyznaczania wielkości y . Przyjmując: $k = 1,0$, $p_* = 20$ at [1,96 MPa], $m = 0,05$, $K_F = 5$ md, $\mu = 0,011$ centipoisa, wylicza: $A = 21$ i $y_* = 35$ m. Natomiast gdy $K_F = 2$ md to $y_* = 14$ m.

O fali kruszenia

W pracy [20] S.A. Christianowicz rozpatruje zagadnienie fazy wstępnej wyrzutu tzn. w jaki sposób dokonuje się w pokładzie zniszczenie jego struktury i kruszenie węgla. Autor reprezentuje pogląd, że kruszenie węgla powoduje szybko wydzielający się gaz, natomiast ciśnienie górotworu tylko zapoczątkowuje ten proces. W przypadku powolnego wydzielania się gazu z węgla (mała prędkość przesuwania się frontu eksploatacji) nie mogą powstać siły dostateczne do rozkruszenia węgla (mały spadek ciśnienia gazu). Natomiast w przypadku, gdy odsłonięta powierzchnia przodku będzie się przemieszczać dostatecznie szybko, to w cienkiej przyociosowej warstwie węgla będzie zlokalizowany cały spadek ciśnienia gazu, jak również wpływ filtracyjny. Taka sytuacja może być przyczyną powstania sił wystarczających do skruszenia węgla. W przypadku zainicjowania takiego procesu będzie się on samorzutnie przemieszczał w głąb calizny powodując kruszenie kolejnych cienkich warstw węgla. Zjawisko to autor nazwał "falą kruszenia".



Rys. 6. Przyjęty schemat do ułożenia równania bilansu gazu wolnego w pokładzie

Dla opisu tego procesu S.A. Christianowicz analizuje rozkład ciśnienia gazu w przypadku szybko filtrującej swobodnej powierzchni węgla oraz analizuje siły odrywające warstwy węgla. Dla uproszczenia analizy tych zjawisk autor przyjmuje jednorodność pokładu oraz jednowymiarowy ustalony proces rozkruszenia węgla.

Dla dużych prędkości przesuwania się frontu przodka założenie izotermiczności procesu nie jest poprawne.

W takim przypadku, aby określić rozkład ciśnienia gazu w pokładzie należy przyjąć dowolną "przemianę" materii. W tym celu należy ułożyć równanie bilansu gazu swobodnego znajdującego się między dwoma obranymi przekrojami. Do rozważań przyjęto sytuację jak na rys. 8. Przekrój A obrany jest w chwili początkowej w odległości V dt od swobodnej powierzchni węgla. W czasie dt filtrująca swobodna powierzchnia A przemieści się w położenie A'. Natomiast przekrój B obrany tak by znajdował się w strefie minimalnych wpływów wyrobiska (praktycznie w górotworze nienaruszonym), tak że w przekroju B w początkowym momencie: $p \approx p_*$ i $u \approx 0$, gdzie: p - ciśnienie gazu, p_* - początkowe ciśnienie gazu w pokładzie, u - prędkość filtracji. W chwili dt przez przekrój A przepłynie ilość gazu, równa $u\varrho dt$, gdzie: ϱ - lepkość gazu w przekroju A. Na skutek spadku ciśnienia gazu z masy węgla

między przekrojami A i B wydziela się gaz. Założono wypływ ustalony ($V = \text{const}$) oraz jednorodność (bilans gazu swobodnego odniesiony od jednostki przekroju poprzecznego). Masy gazu swobodnego zawartego między przekrojami A' B' oraz przekrojami AB są jednakowe.

Zmianę ilości gazu wolnego między przekrojami A i B w jednostce czasu przypadającą na jednostkę powierzchni przekroju poprzecznego plus ilość gazu przepływającą przez przekrój A określimy następująco:

$$mVp - mV\varrho_* + u\varrho$$

gdzie:

m - porowatość węgla;

ϱ_* - początkowa gęstość gazu.

Ta ilość gazu powinna być równa ilości gazu, wydzielającego się z węgla. Niech ϱ_y oznacza gęstość węgla wraz z sorbowanym na jego powierzchni gazem (nie licząc gazu swobodnego w porach) i ϱ_{y*} niech oznacza początkową gęstość węgla. Ilość gazu wydzielająca się z jednostkowej objętości węgla przy zmianie ciśnienia gazu od p_* do p można wyrazić równaniem:

$$\varrho_{y*} - \varrho_y = b\varrho_* \quad (1.78)$$

Współczynnik b łatwo jest wyznaczyć znając współczynnik sorpcji danego węgla. Jeżeli q oznacza ilość sorbowanego gazu w 1 t [1 Mg] węgla, wyrażoną w m^3 gazu w normalnych warunkach, to:

$$b = 1,3 \frac{T_*}{273} \frac{p_{at}}{p_*} (q_* - q) \quad (1.79)$$

gdzie:

p_{at} - ciśnienie atmosferyczne,

T_* - temperatura gazu.

Na rys. 6 pokazano izotermę sorpcji dla jednego z pokładów węgla, a na rys. 7 - odpowiednie wartości współczynnika b (podane w pracy poprzedniej - przyp. aut.).

Ilość gazu w pokładzie między przekrojami A' i B' w chwili $t + dt$ będzie równa ilości gazu między przekrojami A i B w chwili t, tak że ilość gazu wydzielająca się z węgla między przekrojami A i B w chwili dt przypadająca na jednostkę powierzchni w jednostce czasu będzie wynosić:

$$\varrho_{y*} V - \varrho_y V = b\varrho_* V \quad (1.80)$$

Porównując zmianę ilości gazu wolnego między przekrojami A i B i ilość gazu przepływającą poprzez przekrój A z ilością gazu wydzielającą się z węgla, otrzymamy równanie bilansu postaci:

$$mV(\zeta - \zeta_*) + u\zeta = b\zeta_* V \quad (1.81)$$

skąd:

$$u = Vm \frac{\zeta_*}{\zeta} \left(1 - \frac{\zeta}{\zeta_*} + \frac{b}{m}\right). \quad (1.82)$$

W przypadku wypływu izotermicznego $\frac{\zeta}{\zeta_*} = \frac{p}{p_*}$ i gdy zachodzi prawo Darcy, to:

$$u = v - \frac{K_F}{p_*} \frac{dp}{dy}$$

gdzie:

K_F - współczynnik filtracji,

μ - współczynnik lepkości gazu,

y - współrzędna, liczona od czoła frontu przodku.

Wtedy równanie (1.82) można przekształcić do równania:

$$dy = - \frac{p_* K_F}{\mu m V} \frac{\beta d\beta}{1 - \beta + \frac{b}{m}} \quad (1.83)$$

gdzie: $\beta = \frac{p}{p_*}$.

Przyjmując, że: $b = k(1 - \beta)$ i oznaczając: $A = 1 + \frac{k}{m}$, otrzymamy:

$$\frac{dy}{y_*} = - \frac{\beta d\beta}{1 - \beta} \quad (1.84)$$

gdzie:

$$y_* = \frac{p_* K_F}{m \mu V A} \quad (1.85)$$

Całkując równanie (1.84), otrzymamy:

$$\frac{y}{y_*} = - [z(\beta) - z(\beta_0)] \quad (1.84)$$

gdzie:

$$z(\beta) = - [\beta + \ln(1 - \beta)] \quad (1.85)$$

$\beta_0 = \frac{p_0}{p_*}$, natomiast p_0 oznacza ciśnienie gazu na swobodnej powierzchni węgla. Wartości funkcji $z(\beta)$ podano w tabeli II.2.

Tabela II.2

β	$z(\beta)$	β	$z(\beta)$
0,00	0,000	0,70	0,501
0,10	0,005	0,80	0,803
0,20	0,023	0,85	1,05
0,30	0,057	0,90	1,40
0,40	0,111	0,99	3,62
0,50	0,194	0,999	5,92
0,60	0,315		

W przypadku procesu izotermicznego przy dostatecznie dużym spadku ciśnienia gazu, znaczeniu $y = y_*$ odpowiada $\beta = 0,85$.
 Przy $\beta = 0,99$, $y \approx 4y_*$, natomiast dla $\beta = 0,999$, $y \approx 6y_*$.
 Przeprowadzone powyżej rozważania pozwalają na określenie wielkości y_* . Jeżeli 10% gazu jest zdolna do natychmiastowej desorpcji z węgla jeszcze nie rozkruszonego, to wielkość k dla $p_* = 20$ at [1,96 MPa] jest równa 0,1. Niech $V = 40$ m/sek, $m = 0,05$, $K_f = 20$ md i $\mu = 0,011$ centipoisa^{x)}. Wtedy $A = 3$ i:

$$y_* = \frac{p_* K_f}{\mu m V A} \approx 0,6 \text{ mm.}$$

W takim przypadku, grubość warstwy węgla, w której ześrodkowany jest cały spadek ciśnienia, wynosi przykładowo 2+3 mm.

Założenie izotermiczności procesu rozszerzania się gazu jest słuszne tylko w przypadku wolno przebiegającej filtracji (mała prędkość postępu przodka), gdy zmiany temperatur są bardzo niewielkie. Natomiast w przypadku gdy prędkość przesuwania się przodka jest duża (szybko przebiegająca filtracja), w ciennej warstwie węgla jest umiejscowiony cały spadek ciśnienia gazu, również prędkość przepływu cząstek gazu w porach ($\frac{V}{m}$) jest bardzo duża. W takim przypadku może zaistnieć znaczne obniżenie się temperatury gazu w pokładzie.

Aby określić zmianę temperatury gazu należy ułożyć równanie bilansu energii, zakładając, że wymiana ciepła przez ścianki por jest bardzo mała. Całkowita energia gazu zawartego pomiędzy przekrojami A' B' jest taka sama

x)

$$1 \text{ centipois} = \frac{0,01 \text{ g sek}}{981 \text{ cm}^2}; \quad 1 \text{ darcy} = \frac{10^{-5}}{981} \text{ cm}^2; \quad \frac{1 \text{ centipois}}{1 \text{ darcy}} = 1 \frac{\text{kg sek}}{\text{cm}^4}$$

jak między przekrojami AB. Na wskutek przesuwania się czoła przodku z położenia A' do A następuje ubytek energii, co można wyrazić równaniem:

$$-pu + VQ_* bJcvt_* = (VQ_* m + uQ) \left(\frac{u^2}{2m^2} + Jcvt \right) - VQ_* mJcvt_* \quad (1.86)$$

lub:

$$-\frac{p}{Q} + \frac{mVQ_*}{uQ} \left(1 + \frac{b}{m} \right) Jcvt_* = \left(1 + \frac{mV}{u} \right) \left(\frac{u^2}{2m^2} + Jcvt \right) \quad (1.87)$$

ponieważ:

$$Jcvt = \frac{a^2}{\kappa(\kappa - 1)} \quad (1.88)$$

gdzie: $a^2 = \kappa RT = \kappa \frac{p}{\rho}$ oznacza kwadrat prędkości dźwięku w gazie. Wykorzystując równanie ciągłości (1.78):

$$\frac{Q_*}{Q} = 1 + \frac{\frac{u}{mV}}{1 + \frac{b}{m}} \quad (1.89)$$

równanie bilansu energii przyjmie postać:

$$-\frac{a^2}{\kappa} + \left(1 + \frac{mV}{u} \right) \frac{a_*^2}{\kappa(\kappa - 1)} = \left(\frac{mV}{u} + 1 \right) \left(\frac{u^2}{2m^2} + \frac{a^2}{\kappa(\kappa - 1)} \right). \quad (1.90)$$

Skąd:

$$\frac{a_*^2}{\kappa(\kappa - 1)} = \frac{u^2}{2m^2} + \frac{a^2}{\kappa} \left(\frac{1}{\kappa - 1} + \frac{1}{1 + \frac{Vm}{u}} \right) \quad (1.91)$$

i następnie:

$$1 = \frac{\kappa - 1}{2} \kappa \left(\frac{u}{a_* m} \right)^2 + \frac{T}{T_*} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{1 + \frac{V}{a_*} \frac{a_* m}{u}} \right) \quad (1.92)$$

oznaczmy: $\alpha = \frac{u}{ma_*}$.

Wtedy:

$$\tau = \frac{p}{p_*} = \frac{1 - \kappa \frac{\kappa - 1}{2} \alpha^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{1 + \frac{v}{a_*}} \frac{1}{\alpha}}. \quad (1.93)$$

Uwzględniając, że:

$$\frac{v}{p_*} = \tau \frac{Q}{Q_*}. \quad (1.94)$$

To równanie (1.82) można przedstawić w postaci:

$$\alpha = \frac{v}{a_*} \left[\left(1 + \frac{b}{m}\right) \tau \frac{p_*}{p} - 1 \right]. \quad (1.95)$$

Jeżeli znamy wartości $\frac{v}{a_*}$ i $\frac{p_*}{p}$, to z równań (1.93) i (1.95) można wyznaczyć α i τ .

Dla dalszych rozważań ważną sprawą jest określenie krytycznej prędkości wypływu gazu: $a = \frac{u}{m} = a_{kr}$. Z równania (1.91) otrzymamy:

$$a_*^2 = \kappa \frac{\kappa + 1}{2} a_{kr}^2 \left[1 - \frac{2}{\kappa} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{\frac{v}{a_{kr}}}{1 + \frac{v}{a_{kr}}} \right]. \quad (1.96)$$

W przypadku, gdy wielkość $\frac{v}{a_{kr}}$ jest mała (rzędu 0,1÷0,3), to można w przybliżeniu napisać:

$$a_{kr}^2 = \frac{2}{\kappa(\kappa + 1)} a_*^2 \quad (1.97)$$

Przyjmując, że a_{kr} jest dostatecznie dokładnie określane wzorem (1.97), to można wyliczyć wartość τ odpowiadającą krytycznej prędkości - a_{kr} . Z równania (1.93) mamy:

$$\tau_{kr} = \frac{2}{\kappa + 1} \frac{1}{1 + \frac{\kappa - 1}{1 + \frac{u}{a_*} \sqrt{\frac{\kappa(\kappa + 1)}{2}}}} \quad (1.98)$$

Natomiast z równania (1.95) można wyznaczyć krytyczną wartość wyrażenia $\frac{p_*}{p_{kr}}$.

$$\left(1 + \frac{b}{m}\right) \frac{p_*}{p_{kr}} = \frac{1}{T_{kr}} \left[1 + \sqrt{\frac{1}{2(\kappa + 1)} \frac{8_*}{v}}\right]. \quad (1.99)$$

W przypadku, gdy szybkość wypływu gazu na swobodnej powierzchni węgla stanie się równa prędkości dźwięku, to dalsze obniżanie się ciśnienia na tej powierzchni nie spowoduje już żadnej zmiany ciśnienia w porach, a tym samym i prędkości wypływu gazu.

Parametr α można także wyrazić poprzez krytyczną prędkość w następującej formie:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{\kappa(\kappa + 1)}} \frac{u}{m a_{kr}}. \quad (1.100)$$

Przykładowe dla: $\kappa = 1,3$, krytyczna wartość parametru α jest równa 0,82.

W dalszej części pracy [20] S.A. Christianowicz podaje obliczenie siły odrywającej warstwę węgla. Dla wyliczenia siły ciśnienia gazu odrywającego węgiel od swobodnej powierzchni przy szybkim postępie frontu eksploatacyjnego, należy przyjąć równanie zmiany pędu zawartego w chwili dt pomiędzy przekrojami A' i B' , która nastąpiła na skutek przesunięcia się ociosu z położenia A' do A .

Zmiana pędu przypadająca na jednostkę powierzchni i czasu jest sumą: pędu gazu wolnego zawartego między przekrojami $A'A$, którą można wyrazić: $V \rho_m \frac{u}{m} = V \rho_u$ i pędu gazu wpływającego przez przekrój A , która jest równa: $\rho_u \frac{u}{m}$.

Tak, że sumaryczna zmiana pędu przypadająca na jednostkę powierzchni i czasu będzie równa: $(V + \frac{u}{m})\rho_u$, czyli że jest równa sumie sił działających na gaz zawarty między przekrojami A i B . Siły te są sumą różnicy ciśnień pomiędzy przekrojami A i B : $(p_* - p)m$ oraz siły wzajemnego oddziaływania pomiędzy węglem i gazem przypadająca na jednostkę powierzchni (oznaczone w dalszej części pracy przez Θ).

Można więc napisać:

$$(p_* - p)m - \Theta = \mu \rho (V + \frac{u}{m}) \quad (1.101)$$

skąd:

$$\mathcal{E} = \frac{df}{p_* m} = 1 - \frac{p}{p_*} - \frac{u}{m} V \frac{\rho}{p_*} \left(1 + \frac{u}{mv}\right). \quad (1.102)$$

Oznaczmy ciśnienie i gęstość gazu na swobodnej powierzchni odpowiednio przez p_0 i ρ_0 . Niech $p_0 > p_{kr}$, wtedy wykorzystując równanie (1.82) na wartość u otrzymamy:

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{p_0}{p_*} - \kappa \left(\frac{v}{a_*}\right)^2 \frac{G_*}{G_0} \left(1 + \frac{b}{m}\right) \left(1 + \frac{b}{m} + \frac{G_0}{G}\right) \quad (1.103)$$

względnie, wykorzystując równanie (1.94), przy $\frac{u}{m} < a_{kr}$, otrzymamy:

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{p_0}{p_*} - \kappa \left(\frac{v}{a_*}\right)^2 \tau \frac{p_*}{p_0} \left(1 + \frac{b}{m} - \frac{1}{\tau} \frac{p_0}{p_*}\right) \quad (1.104)$$

gdzie τ można wyznaczyć równaniami (1.93) i (1.95). W przypadku gdy $b = K\left(1 - \frac{p_0}{p_*}\right)$, to:

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{p_0}{p_*} - \kappa \left(\frac{v}{a_*}\right)^2 \tau A^2 \left(1 - \frac{A-1}{A} \frac{p_0}{p_*}\right) \left(\frac{p_*}{p_0} - 1 - \frac{1-\tau}{\tau A}\right). \quad (1.105)$$

Zmiana współczynnika b jak będzie wynikać poniżej z przeprowadzonych obliczeń może się zawierać w bardzo szerokim przedziale wielkości $\frac{p_0}{p_*}$. Warunkiem zainicjowania kruszenia węgla, jest aby:

$$G = p_* m \mathcal{E} > G_r \quad (1.106)$$

gdzie:

G_r - wytrzymałość węgla na rozrywanie,

G - wielkość naprężenia rozrywającego.

Określimy teraz wartość \mathcal{E} dla $p_0 < p_{kr}$. Wykorzystując równanie (1.105). Otrzymamy:

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{p_0}{p_*} - \kappa \frac{a_{kr} v G_{kr}}{a_*^2 G_*} \left(1 + \frac{a_{kr}}{v}\right) \quad (1.107)$$

względnie po uwzględnieniu przybliżenia (1.97)

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{p_0}{p_*} - \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}} \frac{v}{a_*} \tau \frac{1}{\tau_{kr}} \frac{p_{kr}}{p_*} \left(1 + \sqrt{\frac{2}{\kappa(\kappa+1)}} \frac{a_*}{v}\right) \quad (1.108)$$

W ostatnim punkcie pracy [20], autor podaje przykład obliczenia prędkości rozchodzenia się fali kruszenia. Aby wyliczyć szybkość rozchodzenia się fali kruszenia niezbędnym jest uściślenie procesu rozkruszenia węgla. W rozważaniach powyższych kruszenie węgla zachodzi w przypadku, gdy w cienkiej warstwie węgla (rzędu kilku milimetrów) zlokalizowany jest cały spadek ciśnienia, przy którym zachodzi odrywanie się warstewek węgla, tzn. gdy: $G = p_* m \mathcal{E} = G_r$. Po oderwaniu się warstewki węgla nastąpi jej rozkruszenie się, z tym samym szybko spada w niej ciśnienie za falą kruszenia.

Pod wpływem różnicy ciśnienia węgiel i gaz otrzymają pewną prędkość początkową. W tym samym czasie na nowo utworzonej powierzchni ociosu ciśnienie będzie spadać, tym samym będzie się tworzył rozkład ciśnienia, który powodować będzie oderwanie następnej warstewki itd. Proces taki ma charakter skokowy, aby był ciągły należy założyć, że odrywane warstewki węgla są nieskończenie cienkie. W takim przypadku można przyjąć, że w momencie, gdy fala kruszenia dogania nowo odsłoniętą powierzchnię węgla, spotyka na niej rozkład ciśnienia taki jak w przypadku małej prędkości ciałzyny (warunki na powierzchni odrywającej się warstewki węgla będą takie jak na czole fali uderzeniowej o ciśnieniu zmieniającym się od p_* do p_0). Prędkość takiej fali nieciągłej można określić następująco:

$$\frac{v}{a_*} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \frac{(1+v_*) \sqrt{\frac{p_0}{p_*} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}}}{\sqrt{\frac{\sigma_{y_*}}{\sigma_*} + v_*} \sqrt{v_* + \frac{b_1}{1 + \frac{p_0}{p_*}}}} \quad (1.109)$$

gdzie: $v_* = \frac{m}{1-m}$, zakładając, że: $b_1 = k_1(1 - \frac{p_0}{p_*})$, to:

$$\frac{v}{a_*} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{2\kappa}} \frac{1+v_*}{\sqrt{\frac{\sigma_{y_*}}{\sigma_*} + v_*} \sqrt{v_* + \frac{b_1}{1 - \frac{p_0}{p_*}}}} \quad (1.110)$$

Wielkość b_1 , określa ilość desorbowanego gazu. W przypadku nienaruszonej struktury węgla: $b_1 > b$. Na ogół przyjmuje się, że ok. 10% gazu w pokładzie węgla nasyconym metanem jest w stanie wolnym zdolnym do natychmiastowego wydzielania się, natomiast dla węgla skruszonego należy przyjąć odpowiednio 15-20%.

Wykorzystując wzory (1.109) i (1.110) można dla każdej wartości $\frac{p_0}{p_*}$ określić wielkość $\frac{v}{a_*}$, a w dalszej kolejności również \mathcal{E} i \mathcal{G} .

Mając zależność $\mathcal{G} = f(\frac{p_0}{p_*})$ i znając \mathcal{G}_T można określić warunki do powstania fali kruszenia.

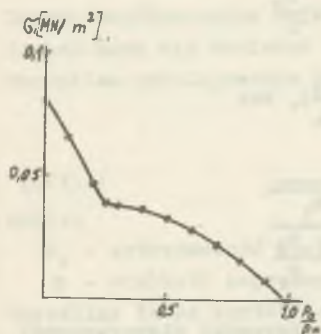
Przykład liczbowy

Przyjęto: $p_* = 20$ at [1,96 MPa] (ciśnienie gazu w nienaruszonym węglu) $q_* = 25$ m³ (t [25 m³/Mg]. Pojemność sorpcyjna węgla przy ciśnieniu 20 at [1,96 MPa]), $m = 5\%$ (porowatość węgla), $k = 0,1$ (10% ilości gazu zdolna jest do natychmiastowej filtracji z nienaruszonego pokładu węgla), $k_1 = 0,2$ (20% ilości gazu zdolna do natychmiastowej filtracji w węglu rozkruszonym). Przyjęto izotermę sorpcji jak na rys. 6.

Dla tych przyjętych wartości, posługując się wyprowadzonymi powyżej wzorami otrzymano szukane wartości parametrów, które podano w tabeli II.3.

Tabela II.3

$\frac{p_0}{p_*}$	b_1	b	$\frac{v}{ma_*}$	$\frac{u}{ma_*}$	ϵ	$\frac{w_0}{a_*}$
0,9	0,020	0,010	0,207	0,055	0,082	0,004
0,8	0,040	0,020	0,197	0,115	0,157	0,009
0,7	0,060	0,030	0,186	0,180	0,284	0,014
0,6	0,080	0,040	0,175	0,252	0,282	0,020
0,5	0,100	0,050	0,162	0,380	0,336	0,027
0,4	0,122	0,061	0,149	0,494	0,373	0,035
0,3	0,154	0,077	0,130	0,666	0,389	0,047
0,2	0,194	0,097	0,109	0,82	0,474	0,064
0,1	0,242	0,121	0,087	0,82	0,657	0,091
0,0	0,334	0,167	0,064	0,82	0,807	0,145



Rys. 9. Wykres kształtowania się naprężenia rozrywającego G w zależności od spadku ciśnienia

$(\frac{p_0}{p_*})$

Znając wytrzymałość węgla na rozrywanie G_R , można określić, wykorzystując dane z tabeli II.3, spadek ciśnienia rozkruszający węgiel.

Na rys. 9 pokazano zależność G od spadku ciśnienia $(\frac{p_0}{p_*})$. Jeżeli np. $G_R = 0,3 \text{ kg/cm}^2$ [0,029 MPa], to w takim przypadku może powstać i rozchodzić się fala kruszenia w przypadku, gdy ciśnienie na swobodnej powierzchni węgla będzie równe 11 atm [1,079 MPa]. Natomiast w przypadku, gdy $G_R = 0,5 \text{ kg/cm}^2$ [0,049 MPa] to wówczas $p_0 = 3 \text{ atm}$ [0,294 MPa]. Ciśnienie za falą kruszenia określa intensywność fali wyrzutu. Krytyczna wartość ciśnienia w rozpatrywanym przypadku równa jest $0,248 p_*$, $\tau_{kr} = 0,69$ i odpowiednio $\epsilon = 0,395$.

Do obliczeń w niektórych przypadkach potrzebna jest prędkość cząstek węgla i gazu za falą kruszenia.

Można ją określić posługując się wzorami podanymi w pracy [18]. Wykorzystując związki otrzymane w rozpatrywanej pracy, początkową prędkość cząstek węgla i gazu można wyliczyć z następującego wzoru:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2}{\kappa(\kappa+1)}} a_* \sqrt{1 + \frac{b_1}{m} - \frac{p_0}{p_*}} \sqrt{\frac{G_{y_*}}{G_*} + V} \sqrt{V_* + \frac{b_1}{1 - \frac{p_0}{p_*}} \sqrt{\frac{p_0}{p_*} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}}} \quad (1.111)$$

W tabeli II.3 podano wartości w_0 dla rozpatrywanego powyżej przykładu.

II.2. Model wyrzutu według A.A. Nikolskiego

Autor w 2 pracach: "O fali nagłego wyrzutu w nasyconych gazem skałach" [68] i "O fali rozkruszenia w nasyconych gazem skałach" [69] wyjaśnia zjawisko wyrzutu tworzeniem się tzw. "fali wyrzutu" (fali zniszczenia), która rozprzestrzenia się w głąb pokładu. Za czołem tej fali węgiel jest rozkruszony i posiada prędkość skierowaną przeciwnie do kierunku rozchodzenia się fali. W czole fali wyrzutu, zdaniem autora, istnieje skokowa zmiana ciśnienia gazu zawartego w węglu; od wysokiej pierwotnej wielkości do wielkości zbliżonej ciśnieniu atmosferycznemu. Na wskutek zmian ciśnienia następuje odrywanie warstewek węgla znajdujących się na froncie fali. Natomiast gaz przy przechodzeniu przez niego frontu tej fali rozszerza się i wykonuje pracę (część tej pracy idzie na skruszenie skały, część natomiast na nadanie cząstkom skały prędkości). Przedstawione poniżej prace są próbą matematycznego opisanie tych procesów.

O fali nagłego wyrzutu w nasyconych gazem skałach

Założono jednowymiarowość oraz jednorodność zjawiska (rozważane wielkości odnoszą się będą do jednostki powierzchni) oraz przyjęto, że gaz znajduje się w całości w stanie wolnym.

Wprowadzono następujące oznaczenia:

- α - porowatość; stosunek jednostki objętości gazu do jednostki całkowitej objętości (gazu i skały) nienaruszonego górotworu (przed czołem fali nagłego wyrzutu),
- ϱ_T - gęstość twardej substancji przy założeniu, że nie ulega zmianie,
- e_1 - energia wewnętrzna jednostki objętości gazu przed dotarciem fali,
- e_2 - energia wewnętrzna jednostki objętości gazu po dotarciu fali,
- e_v - energia potrzebna do rozkruszenia (roztrawienia) jednostki objętości skały w fali nagłego wyrzutu,
- e_T - energia która przechodzi w postaci ciepła od gazu do substancji stałej w odniesieniu do jednostki objętości nienaruszonej skały,
- ϱ_1 - średnia gęstość gazu przed przejściem fali wyrzutu,
- ϱ_2 - średnia gęstość gazu po przejściu fali wyrzutu,
- P_1 - ciśnienie gazu przed przejściem fali wyrzutu,
- P_2 - ciśnienie gazu po przejściu fali wyrzutu,
- R - stała gazowa,
- T - temperatura w skali Kelwina,
- U - wspólna prędkość gazu i twardych cząstek po przejściu fali,
- N - prędkość rozchodzenia się fali (prędkości U i N skierowane są w różne strony).

W celu opisanie fali wyrzutu ułożono równania: ciągłości gazu, pędu i energii dla tej objętości skały, która podlega zniszczeniu w jednostce czasu. Równanie ciągłości daje związek:

$$\varrho_2 = \frac{\alpha N}{U + \alpha N} \varrho_1. \quad (2.1)$$

Z równania zmiany pędu w jednostce czasu mamy:

$$[(1 - \alpha)Q_T + \alpha Q_1]Nu = n - P_2 \quad (2.2)$$

gdzie:

n - siła oddziaływania pokładu nienaruszonego na skruszony, liczona na jednostkę powierzchni.

Ta siła reakcji działa na płaszczyznę, która ogranicza rozpatrywaną objętość skały od pozostałej masy górotworu.

Z równania energii otrzymamy:

$$(U + \alpha N)e_2 - N\alpha e_1 + [(1 - \alpha)Q_T + \alpha Q_1]N \frac{U^2}{2} + e_v N + e_T N + P_2 U = 0. \quad (2.3)$$

Założmy że:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^k \quad (2.4)$$

Wkładnik potęgi k określa prawo rozszerzania przy przejściu gazu od stanu przed falą wyrzutu do stanu za tą falą. Im większa wartość k , tym mniejsza jest praca mechaniczna przy jego rozszerzaniu, tj. im większe k tym większe nieodwracalne straty energii gazu w systemie; gaz + ciało stałe. Na podstawie równań (2.1) i (2.4), otrzymamy:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{U}{N} + 1 = \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^k. \quad (2.5)$$

Stąd dla wyrażenia N/U otrzymujemy wyrażenie:

$$\frac{N}{U} = \frac{1}{\alpha \left[\left(\frac{e_1}{e_2}\right)^k - 1\right]} \quad (2.6)$$

Rozwiązując układ równań (2.2), (2.3) i (2.5) ze względu na: n , N , U , otrzymamy:

$$n = \frac{\alpha(e_1 - e_2) - e_v - e_T}{\left[\left(\frac{e_1}{e_2}\right)^k - 1\right] \alpha} - (2e_2 + P_2) \quad (2.7)$$

$$U = 2 \frac{\alpha(e_1 - e_2) - e_v - e_T - (e_2 + P_2) \left[\left(\frac{e_1}{e_2} \right)^k - 1 \right] \alpha}{(1 - \alpha) \zeta_T + \alpha \zeta_1} \quad (2.8)$$

$$N = \frac{1}{\left[\left(\frac{e_1}{e_2} \right)^k - 1 \right] \alpha} \sqrt{\frac{\alpha(e_1 - e_2) - e_v - e_T - (e_2 + P_2) \left[\left(\frac{e_1}{e_2} \right)^k - 1 \right] \alpha}{(1 - \alpha) \zeta_T + \alpha \zeta_1}} \quad (2.9)$$

Zależność (2.6) pokazuje, że przy stałej wielkości k stosunek $\frac{N}{U}$ zmniejsza się przy wzroście $\frac{e_1}{e_2}$, natomiast zależność (2.7) określa wielkość siły reakcji n , która występuje przy "odstrzeliwaniu" cząstek gazu i skały od nieneruszonego masywu.

W warunkach naturalnych gaz znajduje się w skale pod dużym ciśnieniem w 3 podstawowych stanach: wolnym, adsorbowanym i w postaci "twardego roztworu". Dla oceny rzędu wielkości założono warunki idealne (gaz występuje tylko w stanie wolnym i jego rozprężanie w fali zachodzi adiabatycznie). Dla takiego idealnego warunku zachodzą równania:

$$e_1 = \frac{P_1}{\kappa - 1}; \quad e_2 = \frac{P_2}{\kappa - 1}$$

gdzie:

κ - wykładnik adiabaty gazu.

Niech:

$$s_1 = \sqrt{\kappa RT_1} \quad i \quad \varepsilon = \frac{P_1}{P_2}$$

Wtedy równania (1.7), (1.8) i (1.9) przyjmą postać:

$$n = P_2 + 2 \frac{\left[\frac{P_1}{\kappa - 1} + P_2 - \frac{\kappa}{\kappa - 1} P_2 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right] \alpha - e_v}{\left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right] \alpha} \quad (2.10)$$

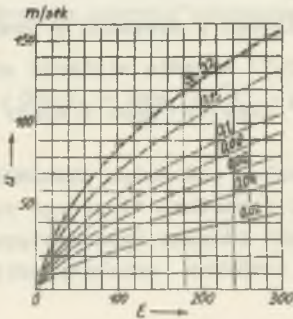
$$\frac{N}{s_1} = \frac{1}{(\varepsilon^{\frac{1}{\kappa}} - 1) \alpha} \sqrt{\frac{2}{\kappa} \frac{\left(\frac{1}{\kappa - 1} \varepsilon + 1 - \frac{\kappa}{\kappa - 1} \varepsilon^{\frac{1}{\kappa}} \right) \alpha - \frac{e_v}{P_2}}{(1 - \alpha) \frac{RT_1 \zeta_T}{P_2} + \alpha \varepsilon}} \quad (2.11)$$

$$\frac{U}{a_1} = \sqrt{\frac{2}{k}} \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{k-1} \varepsilon + 1 - \frac{2}{k-1} \varepsilon^{\frac{k}{k-1}}\right) \alpha - \frac{e_v}{P_2}}{(1-\alpha) \frac{100 \cdot Q_T}{P_2} + \alpha \varepsilon}} \quad (2.12)$$

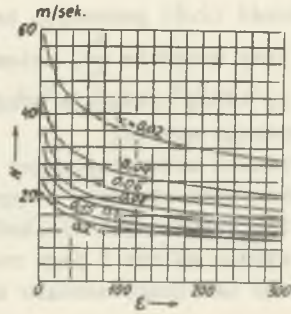
gdzie:

a_1 - prędkość dźwięku w gazie znajdującym się w nienaruszonym masywie,
 T_1 - temperatura gazu przed dotarciem fali wyrzutu.

Przy czym w powyższych równaniach skorzystano z zależności: $k = \frac{1}{\alpha}$ słusznej dla adiabatycznego rozprężenia się gazu.



Rys. 10. Wykresy zależności prędkości wyrzutu U od wielkości ε i α przy $e_v = 0$



Rys. 11. Wykresy analogicznych krzywych dla różnych prędkości N

Na rys. 10 pokazano rodzinę krzywych, które są zależnościami prędkości wyrzutu (U) od wielkości $\varepsilon = \frac{P_1}{P_2}$ i α przy pominięciu wielkości e_v , otrzymanych ze wzoru (2.12). Przyjęto następujące dane: $T_1 = 288^\circ$, $P_2 = 1 \text{ kg/cm}^2$ [0,098 MPa], $k = 1,3$ (dla CH_4), $a_1 = 445 \text{ m/sek}$, $Q_T = \frac{1500}{9,8} \text{ kg sek/m}^4$ [1500 N sek/m³]. Przedstawione na wykresie krzywe określają maksymalne możliwe prędkości U , w rzeczywistości wartości te są mniejsze; tym mniejsze im większa jest wielkość e_v oraz ilość energii mechanicznej energii gazu potrzebnej do skruszenia skały.

Na rys. 11 przedstawiono analogiczną rodzinę serii krzywych dla prędkości N rozchodzenia się fali. Według autora dla rozkruszenia skały nasyconej gazem falą nagłego wyrzutu, wymagany jest pewien minimalny spadek ciśnienia powodujący odrywanie się warstewek od nienaruszonego masywu. W związku z tym w skałach o słabszej mechanicznej wytrzymałości fale wyrzutu mogą powstawać przy mniejszych różnicach ciśnień między calizną (pokładem względnie skały płonnej) nienaruszoną, a atmosferą, aniżeli w skałach mocnych. Otrzymane równania w niniejszej pracy zdaniem autora opisują stacjonarne fale nagłego wyrzutu, natomiast wchodzące w skład równań współczynniki winny być wyznaczone eksperymentalnie.

O fali rozkruszania w nasyconych gazem skałach

Przyjęto założenia podobne jak w pracy [68]. Wprowadzono następujące oznaczenia:

- α - porowatość ośrodka,
- $(1-\alpha)L$ - grubość równoległych nieprzepuszczalnych warstw, z których składa się skała (pokład węgla lub warstwa skały płonnej),
- ρ_T - gęstość tych warstw,
- αL - odległość poszczególnych warstw od siebie,
- R - wytrzymałość skał na rozrywanie,
- P_{o_1} - ciśnienie gazu w odstępach między warstwami,
- N - średnia prędkość czoła fali,
- T - okres odrywania się warstw,
- P_∞ - graniczna wartość ciśnienia,
- t - czas,
- x - współrzędna mierzona wzdłuż osi OX,
- κ - wykładnik adiabaty gazu.

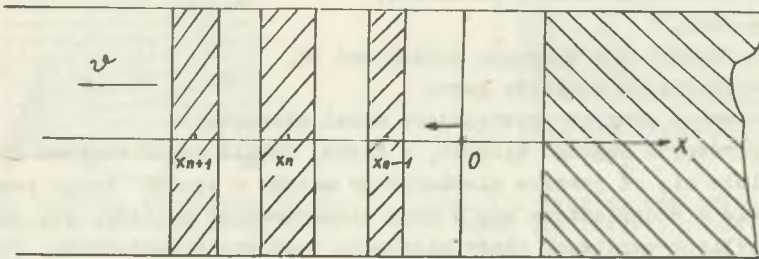
Do rozważań przyjęto następujący model zjawiska:

W czasie rozwoju nagłego wyrzutu, w każdej chwili część rozkruszonej skały oddziela się od jeszcze nietkniętego masywu w wyniku czego pewna powierzchnia S przemieszcza się w głąb nienaruszonej calizny. Dla odrywania się od calizny warstewek skały niezbędne jest przyłożenie siły, która może powstać na skutek spadku ciśnienia gazu działającego prostopadle do powierzchni S na odległości Δx , równej grubości odrywanej warstwy. Wielkość siły zdolnej do oderwania warstewki zależy od mechanicznej wytrzymałości skały. Na wskutek odrywania się warstewek następuje szybkie rozszerzanie się wydzielanego gazu wolnego, co powoduje różnice ciśnienia na odległości Δx . Proces rozszerzania się każdej nowej porcji gazu wymaga szybkiego przemieszczania się poprzedzającej porcji odrywanych warstewek skały od miejsca odrywania na odległość rzędu Δx , co jest możliwe w przypadku nadania odrywającym cząstkom calizny prędkości rzędu prędkości propagacji fali wyrzutu.

Dla zrozumienia procesów zachodzących na froncie fali, celem przy przyjęciu modelu warstwowego calizny, tzn. że rozpatrywany masyw składa się z równoległych, nieprzepuszczalnych warstw jednakowej grubości $(1-\alpha)L$ i gęstości ρ_T , odległych od siebie na różnych odległościach αL i powiązanych między sobą sztywnymi więzami o określonej wytrzymałości na rozrywanie R . Miejsca między warstwami nieprzepuszczalnej calizny wypełnione są gazem pod ciśnieniem wyjściowym P_{o_1} . Zniszczenie calizny w fali wyrzutu w rozpatrywanym przypadku będzie się odbywać drogą kolejnego odrywania się warstewek skały. Teoretycznie wewnątrz frontu fali w każdej chwili czasu będzie powstawać nieskończona ilość warstewek skały. Granice między jeszcze nienaruszoną, a już rozkruszoną skałą będzie przemieszczać się w głąb calizny skokowo z pewną średnią prędkością N . Prędkość N będzie prędkością rozchodzenia się fali. W układzie współrzędnych równomiernie przesu-

wających się z prędkością N , proces odrywania się kolejnych warstw i ruch tych warstewek w fali będzie okresowym, o okresie równym T .

Po oderwaniu się kolejnej warstwy, działająca na nią różnica ciśnień będzie stopniowo maleć do zera, a samo ciśnienie w otaczającej tej warstwie dąży do pewnej granicznej wartości P_{∞} . Ponieważ ilość masy gazu w porównaniu z masą skały w jednostce objętości jest mała, można przyjąć adiabatyczny proces rozszerzania się gazu, przy czym ciśnienie gazu znajdującego się między 2 sąsiednimi warstwami skały można będzie uważać w każdej chwili czasu za stałe w całej objętości. Autor rozpatruje sytuację idealną tzn. taką że każda zadana skała charakteryzuje się stałymi: $L, \alpha, \zeta_T, P_{o1}, R$, którym odpowiada jedna ściśle określona prędkość fali wyrzutu, prędkość oderwanych warstewek skały i gazu za tą falą.



Rys. 12. Przyjęty układ współrzędnych w celu wyprowadzenia równania ruchu na czole fali

Dla tego idealnego warunku wyprowadzono równania ruchu na czole fali. W tym celu przyjęto układ jak na rys. 12. Niech fala przemieszcza się z lewa na prawo. Skierujemy oś x w stronę przeciwną do kierunku przesuwania się fali. Rozpatrzmy układ współrzędnych poruszający się wraz z falą z tą samą prędkością co fala (N). Na razie wielkość N jest niewiadomą i wymaga określenia. Ustalmy $t = 0$ w chwili zapoczątkowania odrywania się pewnej kolejnej warstewki skały. Niech dla $t = 0$, wartość $x = 0$ będzie umiejscowiona w środku warstwy x , rozpoczynając od tego, którego środek w chwili $t = 0$ zajmuje położenie $x = 0$ i który w chwili $t = 0$ jest odrywany. Oznaczmy przez $X_n(t)$ położenie środka n -tej warstwy w chwili t . Wykorzystując równanie adiabaty i zachowania masy dla tej objętości gazu, która znajduje się między kolejnymi warstwami, otrzymamy następujące równanie różniczkowe ruchu n -tej warstwy:

$$\zeta_T L (1 - \alpha) \frac{d^2 X_n}{dt^2} = P_{o1} (\alpha L)^n \left\{ \frac{1}{[X_n - X_{n-1} - (1 - \alpha)L]^n} - \frac{1}{[X_{n+1} - X_n - (1 - \alpha)L]^n} \right\} \quad (2.13)$$

Oznaczmy: $\frac{dX}{dt} = V_n(t)$. Wielkości N i T związane są zależnością $N = L/T$. Z warunku okresowości natomiast mamy:

$$X_n(T) = X_{n+1}(0), \quad V_n(T) = V_{n+1}(0). \quad (2.14)$$

Dla przyjętych założeń, słuszne są poniższe warunki brzegowe:

$$X_1(0) = 0, \quad V_1(0) = N = \frac{L}{T}. \quad (2.15)$$

W momencie odrywania ($t = 0$) wytrzymałość skały na rozrywanie - R równa jest spadkowi ciśnienia działającemu na pierwszą warstwę, skąd otrzymamy wielkość $X_2(0)$.

$$X_2(0) = (1 - \alpha)L + \alpha L \left(\frac{Po_1}{Po_1 - p} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.16)$$

Po oderwaniu się pierwszej warstwy, następna warstwa za nią jeszcze nie oderwana będzie się do momentu oderwania poruszać w rozważanym układzie współrzędnych z prędkością N . Pozwala nam to związać wielkość ciśnienia na lewo od pierwszej warstwy z jej przemieszczeniem $X_1(t)$, co pozwala nam napisać następujące równania, przy $n = 1$:

$$(1 - \alpha)\zeta_n L \frac{d^2 X_1}{dt^2} = Po_1 (\alpha L)^n \left\{ \frac{1}{(\alpha L + X_1 - NT)^n} - \frac{1}{[X_2 + X_1 - (1 - \alpha)L]^n} \right\} \quad (2.17)$$

Jeżeli będziemy uważać, że stałe (α , ζ_n , L , R) skały są znane, to zadanie sprowadza się do rozwiązania nieskończonego układu równań na funkcje $X_n(t)$, w przedziale czasu $0 \leq t \leq T$ przy warunkach (2.14)-(2.16), przy czym wielkość T należy określić.

Ciśnienie P_{∞} za falą znajdziemy z zależności:

$$P_{\infty} = Po_1 \left[\frac{\alpha L}{L_{\infty} - (1 - \alpha)L} \right]^n \quad (2.18)$$

gdzie:

$$L_{\infty} = \lim_{n \rightarrow \infty} (X_{n+1} - X_n).$$

Należy zaznaczyć, że przy znanej wielkości N ciśnienie P_{∞} może być wyznaczone z zależności podanych w poprzedniej pracy [68].

W rozpatrywanym teraz przypadku wielkość n będzie zmieniać się periodycznie. Zależności otrzymane w pracy [68] pozostaną w mocy, jeżeli przez n rozumieć będziemy średni popęd ciśnienia reakcji. Rozwiązanie postawionych powyżej zadań pozwoli nam na znalezienie zależności między wytrzymałością skały R i całkowitym potrzebnym spadkiem ciśnienia gazu. Można je rozwiązać stosując metodę kolejnych przybliżeń. Jeżeli dowolnie zadamy wartości N oraz $X_n(0)$ i $V_n(0)$, (zachowując tylko zgodność z warunkami (2.14)-(2.16)), to ruchy odrywających się kolejno warstw łatwo można znaleźć stosując metodę numerycznego całkowania układu równań (2.13). Jednakże w przypadku dowolnych wartości stałych otrzymane rozwiązania ruchu warstw nie będą okresowe. Aby otrzymać rozwiązanie okresowe należy odpowiednio dobrać stałe N , $X_n(0)$ i $V_n(0)$, przy czym wg autora można się ograniczyć do kilku pierwszych równań. Przejście w równaniach (1.13)-(2.18) do współrzędnych bezwymiarowych X_n/L i t/T pozwala stwierdzić, że przy zmianie wielkości L ("porowatości") idealnej skały i zachowaniu innych jej stałych zostaną zachowane pewne cechy podobieństwa. W takim przypadku szerokość frontu fali posiada rząd wielkości zbliżony do ("porowatości") L . Przejście graniczne od wartości L do zera nie pozwala opisać badanych procesów zachodzących w fali przy pomocy równań opisujących ruch ciągłej dwufazowej mieszaniny. W rozpatrywanym przypadku skały idealnej średni impuls n reakcji ciśnienia równy jest wielkości:

$$n = \frac{1}{T} \int_0^T P_1(t) dt \quad (2.19)$$

dla $0 \leq t \leq T$ zachodzi nierówność:

$$P_1(t) \geq P_{01} - R \quad (2.20)$$

skąd dla n otrzymamy nierówność postaci:

$$n \geq P_{01} - R. \quad (2.21)$$

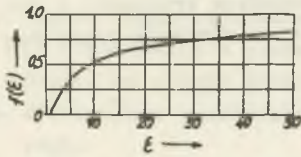
Podstawiając do powyższej nierówności w miejsce n wartość określoną wzorem (2.10) z pracy [68] otrzymamy uniwersalną nierówność postaci:

$$\frac{R}{P_{01}} \geq f(\mathcal{E}) = 1 - \frac{1}{\mathcal{E}} \left(1 + 2 \frac{\frac{1}{n-1} \mathcal{E} + 1 - \frac{n}{n-1} \mathcal{E}^{\frac{n}{n-1}}}{\mathcal{E}^{\frac{1}{n-1}} - 1} \right) \quad (2.22)$$

gdzie:

$$\mathcal{E} = \frac{P_{01}}{P_{\infty}}$$

Z wykresu funkcji $f(\xi)$ przedstawionego na rys. 13, dla $n = 1,3$ wynika, że przy ciśnieniu wyjściowym P_{o_1} i zmniejszaniu mechanicznej wytrzymałości pokładu - R, sumaryczny spadek ciśnienia niesiony falą także się zmienia.



Rys. 13. Wykres funkcji $f(\xi)$ przy $n = 1,3$

Tak początkowe jak i końcowe stadium nagłego wyrzutu w nasyconej gazem skale związane jest zdaniem autora ze współdziałaniem płaskiej fali niszczenia (gazu i rozkruszonej skały) ze falą niszczenia. Ciśnienie za falą niszczenia jest wielokrotnie większe od ciśnienia atmosferycznego. Prędkość rozchodzenia się fali jak i niesione tą falą różnice ciśnienia są zmiennne w czasie. Zdaniem autora zjawiska powstawania, rozchodzenia się i zaniku fal niszczenia

jak również współdziałanie tych fal z ruchem produktów niszczenia mogą w zupełności mieć miejsce dla rozpatrywanego powyżej przypadku skały idealnej.

Równania określające procesy w fali były podane powyżej, natomiast równania określające ruch produktów za falą mogą być w tym przypadku wyprowadzone z równań ruchu ciągłej dwufazowej mieszaniny.

Przy założeniu adiabatyczności procesu rozszerzenia i ściskania gazu między warstwami twardej skały, wykorzystując stosowane w pracy oznaczenia można napisać:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{P_{o_1}}{P}\right)^{\frac{1}{n}}}{\gamma_T} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{P_{o_1}}{P}\right)^{\frac{1}{n}}} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{n}{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{P_{o_1}}{P}\right)^{\frac{1}{n}}} \right] = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial P_{o_1}}{\partial t} + u \frac{\partial P_{o_1}}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} + u \frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0 \quad (2.25)$$

gdzie: u - prędkość; p - ciśnienie, przy czym P_{o_1} i α odnoszą się do skały nierozkruszonej. Podstawiając $\xi = \frac{x}{t}$; $\alpha = \text{const}$, $P_{o_1} = \text{const}$ otrzymamy następujące równania ruchu:

$$(u - \xi) \frac{du}{d\xi} + \frac{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{P_{o_1}}{p}\right)^{\frac{1}{n}}}{\gamma_T} \frac{dp}{d\xi} = 0 \quad (2.26)$$

$$\xi \frac{d}{d\xi} \left[\frac{1}{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{Po_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}}} \right] - \frac{d}{d\xi} \left[\frac{u}{1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{Po_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}}} \right] = 0 \quad 2.$$

Według autora mogą również powstawać w strefach produktów kruszenia z tyłu za falą niszczenia tzw. fale uderowe, które niejednokrotnie doganiają fale niszczenia.

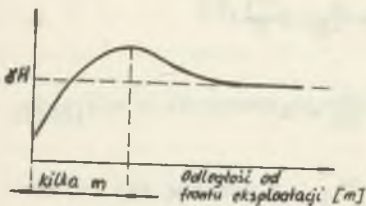
II.3. Model wyrzutu według J. Gunthera

Podstawą do zbudowania modelu wyrzutu były badania prowadzone w warunkach tak laboratoryjnych jak i in situ, których wyniki przedstawiono w pracy [48]. Wykorzystano również wnioski z badań prowadzonych w Instytucie Cerchar opublikowanych w pracy [11].

Autor na wstępie modelu analizuje dotychczasowe teorie dotyczące mechanizmu powstawania i rozwoju zjawiska wyrzutu; dzieląc je na 3 następujące grupy: teorie przyjmujące istnienie w pokładzie węgla "nisz", w których rozarty węgiel jest pojemnikiem gazu wolnego znajdującego się pod dużym ciśnieniem, teorie "mechaniczne" przyrównujące zjawisko nagłego wyrzutu do zjawiska tąpnięcia oraz teorie "pośrednie" przyjmujące ciśnienie górotworu i ciśnienie gazu w pokładzie węgla za główne czynniki wywołujące wyrzut (ponieważ autorzy opracowania dokonali we wstępie pracy podziału i krótkiego przedstawienia najważniejszych teorii - tę część pracy J. Gunthera pominięto przyp. aut.).

Proponowany poniżej model wyrzutu pozwala wyjaśnić zdaniem autora niektóre sprzeczności wynikające z analizy dotychczasowych teorii.

W modelu J. Gunthera przyjęto następujące założenia:



Rys. 14. Wykres kształtowania się naprężenia pionowego przed frontem eksploatacji

1. Ciśnienie gazu wolnego w szczelinach złoża stanowi główny czynnik powodujący wyrzut; desorpcja gazu uwiecznionego w węglu występuje dopiero w końcowym stadium wyrzutu, przyczyniając się do pneumatycznego transportu węgla.
2. Stan naprężeń w pokładzie węgla przed frontem eksploatacji jest taki, że nie może występować zgniatanie węgla (fakt ten zdaniem autora wydaje się być potwierdzony,

gdyż poza tąpnięciami, które są zjawiskami głównie dynamicznymi, zależnymi od akumulacji energii sprężystej nie stwierdza się nigdy zgniecenia węgla przed frontem eksploatacji, które nie zależałoby od wyrzutu). W węglach o małej wytrzymałości mechanicznej wartości składowych naprężenia: poziomych i pionowych są praktycznie sobie równe i można je przyrównać do składowych ciśnienia hydrostatycznego.

Na podstawie badań doświadczalnych i teoretycznych stwierdza się rozkład naprężenia w pokładzie taki jak na rys. 14 (nie znana jest wartość ilościowa naprężenia w punkcie, lecz tylko kształt ogólny).

3. Pokład węgla stanowi ośrodek nieciągły (węgiel jest spękany i występuje w pokładzie w postaci bloków wciśniętych między stropi spąg oddzielonych od siebie pionowymi lub prawie pionowymi szczelinami).
4. Występujący w caliznie pokładu metan można utożsamić do gazu doskonałego.
5. Przepuszczalność sieci szczelin i por w pokładzie jest malejąca w stosunku do ciśnienia eksploatacyjnego.
6. Dla sieci szczelin stosuje się prawo Darcego.
7. Pojemność (zdolność do akumulowania) gazu w szczelinach jest ograniczona; akumulowanie gazu odbywa się przez adsorpcję w węglu zawartym między szczelinami.



Rys. 15. Model pokładu węgla przyjęty do rozważań

Do rozważań przyjęto sytuację jak na rys. 15 tzn. warstwa węgla przedstawiona jest jako szereg elementarnych bloków zestawionych obok siebie, wciśniętych między stropem a spągiem, bloki oddzielone są od siebie szczelinami pionowymi względnie przebiegającymi zygzakowatą, przy czym odcinki poziome występują w warstwach o niskiej kohezji i nie zapewniają żadnej

współpracy z sąsiednimi blokami.

W modelu przyjęto następujące oznaczenia:

- X - odległość od frontu eksploatacji,
- L - długość bloku,
- l - szerokość bloku (mierzona równoległe do frontu),
- W - miąższość warstwy,
- P(x) - ciśnienie górotworu,
- p(x) - ciśnienie gazu wolnego w szczelinach,
- F(x) - wielkość nacisku jednego bloku na sąsiedni (przy kierunku w lewo - liczona jako dodatnia).

Rozpatrując siły działające na blok między punktami X i X + L wzdłuż osi OX, można wyróżnić:

- działanie siły poziomej, wynikającej z nacisku bloku z prawej strony równej: $F(x)Wl$,
- siłę równą różnicy ciśnień gazu na dwie ścianki: $p(X + L) - p(x) Wl$,
- siłę tarcia, dotąd nie określonych, mniejszych lub równych co do wartości absolutnej $[p(x) + p(X + L)]lL$, przy pominięciu wielkości 2 rzędu.

1. Blok jest statyczny, tzn. nie oddziałuje na blok węgla z lewej strony: $F(x) = 0$. W takim przypadku suma sił potrzebnych dla wprowadzenia gazu w ruch nie może przekroczyć wartości tarcia; mamy zatem:

$$F(X + L)Wl + [p(X + L) - P(x)] \quad (3.1)$$

$$Wl < [p(X + L) + p(x)] lLf$$

Mówimy, wtedy że blok znajduje się w strefie ustalonej.

2. Blok jest niestateczny, tzn.: $F(x) = 0$ i oddziałuje na blok węgla z lewej strony z siłą określoną wzorem:

$$F(x) = \frac{1}{Wl} \left\{ [F(X + L)Wl] + [P(X + L) - p(x)] Wl \right\} - \left\{ p(X + L) + P(x) lLf \right\} \quad (3.2)$$

Przedstawiając powyższy wzór w postaci różniczkowej otrzymamy:

$$\frac{dF}{dx} = \frac{2f}{W} p(x) - \frac{dp}{dx} \quad (3.3)$$

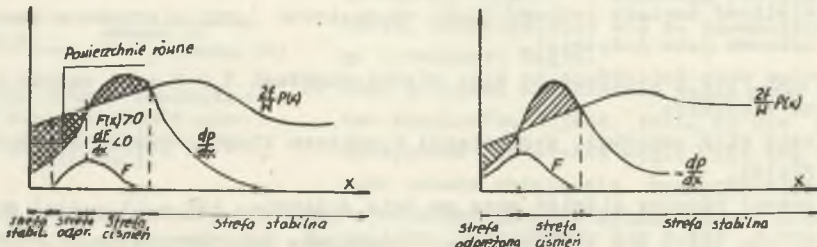
Mamy w tym przypadku 2 możliwości:

a) $F > 0$ i $\frac{dF}{dx} < 0$, tzn.: $\frac{dp}{dx} > \frac{2f}{W} p(x)$

Mówimy wtedy, że blok znajduje się w obrębie parcia.

b) $F > 0$ i $\frac{dF}{dx} > 0$; tzn. $\frac{dp}{dx} < \frac{2f}{W} p(x)$.

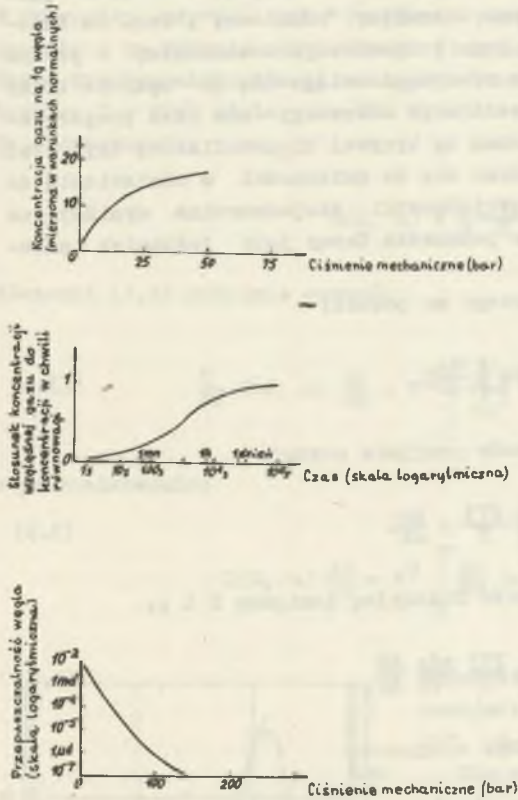
Czyli, że mamy do czynienia w tym przypadku ze strefą przytrzymania. Całkowanie równania (3.3) nie przedstawia większych trudności przy wiadomym, że $F = 0$.



Rys. 16. Wykresy równowagi warstwy wyznaczone na podstawie równań
 a - przypadek stabilności frontu, b - przypadek niestabilności frontu

Na rys. 16a i 16b przedstawiono graficznie rozpatrzone powyżej 2 przypadki: a) - dla $F = 0$ na froncie eksploatacji, b) - dla $F > 0$ na froncie eksploatacji widzimy, że warunkiem równowagi warstwy jest aby $F = 0$ na froncie eksploатовanego pokładu; czyli gdy:

- $F = 0$ - front jest stabilny,
- $F > 0$ - front jest niestabilny.



Rys. 17. Wykresy niektórych zależności kształtowania się cyrkulacji gazu w warstwie dla węgla z okręgu de Cevennes

- a - zmienność koncentracji gazu w zależności od zmian ciśnienia górotworu,
- b - zmienność koncentracji gazu w zależności od czasu, c - zmienność przepuszczalności calizny węglowej w zależności od ciśnienia górotworu

cji po upływie czasu nieskończonego, w przypadku gdy zmienia się gwałtownie ciśnienie w chwili $t = 0$, czyli:

$$R(t) = \begin{cases} 0 & \text{dla } t = 0 \\ 1 & \text{dla } t \rightarrow \infty \end{cases}$$

Rozważając dalej przedstawiony model należy zbadać czy możliwy jest przypadek: $F > 0$. Przy założeniach podanych na początku pracy [48] w punktach od 4 do 7 można wykorzystać prawo Darcy'ego oraz prawo zachowania materii. Przedtem jednak skorzystano z badań opublikowanych w pracy [11], a dotyczących pewnych zależności zachodzących dla węgla z pokładów zagrożonych wyrzutami Zagłębia de Cevennes; niektóre z tych zależności pokazano na rys. 17a, 17b, 17c.

Do dalszych rozważań przyjęto następujące oznaczenia:

- p - ciśnienie gazu (bar),
- k - współczynnik przepuszczalności w Darcy,
- n - gęstość gazu (centypuazy),
- C - koncentracja równowagi (w cm³ gazu, mierzona w warunkach normalnych na cm³ węgla); jest to funkcja: $C = f(p)$ stanowiąca zmienną dogodną do zastosowania w obliczeniach,
- \bar{c} - koncentracja (zawartość gazu) występująca istotnie w chwili t; w stanie ustalonym $\bar{c} = C$,
- R(t) - funkcja przedstawiająca zmienność stosunku koncentracji w chwili t do koncentracji

φ - strumień gazu (w cm^3 mierzony w warunkach lokalnych na $\text{m}^2 \cdot \text{sek}^{-1}$),

T - temperatura absolutna ($^{\circ}\text{C}$),

x - odległość od frontu eksploatacji (cm),

t - czas (sek),

φ_n - strumień gazu (w cm^3 mierzony w warunkach normalnych na $\text{cm}^2 \cdot \text{sek}^{-1}$).

Magazynowanie gazu w węglu odbywa się przez adsorpcję w blokach węgla zawartych między szczelinami. Ma ono charakter "różnicowy", tzn. że zmiana ciśnienia gazu powoduje zmianę jego koncentracji zachodzącej z pewnym opóźnieniem (koncentrację w stanie równowagi osiąga się po upływie kilku godzin do kilku dni). Ponadto koncentracja równowagi nie jest proporcjonalna do ciśnienia gazu, lecz zależna wg krzywej hiperbolicznej (rys. 17a).

Przy formowaniu równań ograniczono się do zmienności w odniesieniu do wymiaru przestrzennego. Zastosowane jednostki niejednorodne wynikają ze zwyczaju nakazującego zastosowanie jednostek Darcy jako jednostek przepuszczalności.

Równanie przepływu (filtracji) Darcego ma postać:

$$\varphi = \frac{k}{\eta} \frac{dp}{dx}, \quad (3.4)$$

W warunkach naturalnych powyższy wzór przyjmie postać:

$$\varphi_n = \frac{k}{\eta} \frac{273}{T} p \frac{dp}{dx}. \quad (3.5)$$

Względnie, biorąc pod uwagę zależność funkcyjną pomiędzy C i p :

$$\varphi_n = \frac{k}{\eta} \frac{273}{T} \frac{pdp}{dc} \frac{dc}{dx} \quad (3.6)$$

Prawo zachowania materii wymaga, aby:

$$\frac{d\varphi_n}{dx} = \frac{\partial c}{\partial t}, \quad (3.7)$$

Zasada superpozycji pozwala na obliczenie \bar{c} jako funkcji C wartości wcześniejszych (zmiennych w czasie)

$$\bar{c} = \int_0^{\infty} \frac{\partial C}{\partial \tau} (t - \tau) R(\tau) d\tau + C_0 \quad (3.8)$$

gdzie:

C_0 - stała dodatkowa reprezentująca koncentrację (zawartość) gazu w momencie początkowym.

łącząc wzory, otrzymamy:

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{k}{\gamma} \frac{273}{T} p \frac{dp}{dc} \frac{dc}{dx} \right] = \int_0^{\infty} - \frac{\partial^2 C}{\partial \tau^2} (t - \tau) R \tau d\tau \quad (3.9)$$

W przypadku, gdy $V = \text{const}$ (prędkość postępu ściany), wzór (3.9) upraszcza się i na froncie eksploatacji otrzymamy: $p = C = 0$.

Przed frontem eksploatacji następuje stan ustalony, C jest wyłącznie funkcją u ; $C = f(u)$ gdzie: $u = X - Vt$.

Po podstawieniu:

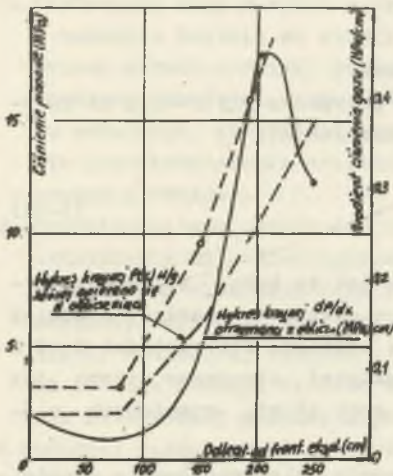
$$D(C, u) = \frac{k}{\gamma} \frac{273}{T} p \frac{dp}{dc} \quad (3.10)$$

Równanie (3.9) przyjmie postać:

$$\frac{d}{du} D(C, u) \frac{dc}{du} = V^2 \int_0^{\infty} \frac{d^2 C}{du^2} (u + V\tau) R(\tau) d\tau, \quad (3.11)$$

a po scałkowaniu:

$$D(C, u) \frac{dc}{du} = V^2 \int_0^{\infty} \frac{dc}{du} (u + V\tau) R(\tau) d\tau \quad (3.12)$$



Rys. 18. Wykres kształtowania się gradientu ciśnienia gazu w pokładzie węgla przed frontem eksploatacji

Można stwierdzić, że równanie powyższe przyjmie rozwiązania potęgowe, jeżeli: $D(C, u) = \text{const}$.

Dla rozwiązania równania (3.9) i (3.12) opracowano programy na EMC; w pierwszym przypadku dla 50 znanych punktów, a w drugim dla 400 punktów. Pełne wykorzystanie tych programów w praktyce będzie możliwe z chwilą udoskonalenia prowadzonych na kopalniach pomiarów podstawowych parametrów, takich jak: ciśnienie górotworu (opracowano w tym celu metodę pomiaru przy pomocy specjalnych kapsułek typu BOM), ciśnienie gazu mierzone metodą bezpośrednią oraz koncentracja gazu w węglu. Niemniej na obecnym etapie wykazano już w wielu przypadkach słuszność obliczeń teoretycznych z wynikami

pomiarów bezpośrednich na dole w kopalni; wprowadzając do programu wartości uzyskane w laboratorium dla izotermy adsorpcji oraz zależności między ciśnieniem mechanicznym a przepuszczalnością, jak również wartości ciśnienia górotworu, otrzymano mapy ciśnień gazu w pokładzie, prowadzone następnie pomiary bezpośrednie ciśnienia gazu w tym pokładzie potwierdziły rozkład ciśnienia gazu uzyskany na drodze obliczeń teoretycznych. Rozwiązania cyfrowe za pomocą EMC równań (3.9) i (3.12) pozwala również stwierdzić, czy rząd wielkości przyjętych do obliczeń parametrów wpływa na słuszność wykresów podanych na rys. 16. Odpowiedź jest twierdząca.

Na rys. 18 podano przykładowo wykres krzywej otrzymanej na drodze obliczeń teoretycznych:

Przyjęto następujące wartości parametrów:

$W = 150$ cm (grubość pokładu),

$v = 2$ m/dzień (prędkość frontu eksploatacji),

$\Delta P = 5$ (wskaźnik prędkości desorpcji metanu określany z masy 3g węgla),

$P_{\max} = 50$ bar [5 MPa] (maksymalne stwierdzone w pokładzie ciśnienie gazu).

Izoterma adsorpcji (y_a) - hiperboliczna, określona jest równaniem:

$$y_a = \frac{15p}{p+5} \quad (3.13)$$

gdzie:

p - ciśnienie gazu (bar).

Współczynnik przepuszczalności (k) w miliardarcy zmienia się wg równania:

$$k = 20 \exp(-0,1 P_{(x)}) + 0,01 \exp(-0,03 P_{(x)}) \quad (3.14)$$

gdzie:

$P_{(x)}$ - składowa pionowa ciśnienia górotworu.

Z wykresu krzywej (rys. 18) wynika, że w przypadku gdy $f = 0,3$ to przynajmniej w jednym punkcie krzywej zachodzi nierówność:

$$\frac{2f}{W} P_{(x)} < \frac{dp}{dx} \quad (3.15)$$

co implikuje występowanie strefy ciśnień tak jak to było założone. Wartość współczynnika tarcia $f = 0,3$ występuje w przypadku bardzo gładkich powierzchni powiązań między pokładem węgla a stropem. Dla wartości $f = 0,2$ (która to wartość jest jeszcze możliwa w praktyce) otrzymano wykres jak na rys. 16b, z występującą strefą odprężoną oraz strefą wzmożonych ciśnień.

Stąd wynika, że przedstawiona w niniejszej pracy hipoteza będzie w pełni zgodna z wynikami obliczeń, jeżeli wprowadzimy do obliczeń parametry rzeczywiste.

Na podstawie przeprowadzonych rozważań w przedstawionym modelu J. Gunther stawia tezę, że podstawę zaistnienia wyrzutu jest występowanie w pokładzie węgla strefy ciśnień gazu (strefy parcia gazu) w odległości od 1 m do kilku metrów od czoła frontu eksploatacji i oddzielonej od niego strefą przytrzymania (strefą odprężoną). W oparciu o tę hipotezę autor rozwija dalej i precyzuje teorię wyrzutów, uważając że istnieją 2 typy wyrzutów:

Wyrzuty pierwszego rodzaju - stanowią przypadek opisany powyżej, tzn. są to wyrzuty węgla i gazu w wyrobiskach ścianowych.

Wyrzuty drugiego rodzaju - stanowią przypadek tutaj nie rozważany, a dotyczący wyrzutów w wyrobiskach korytarzowych (mogą to być tak wyrzuty węgla i gazu jak i skały płonnej i gazu). Dla tego rodzaju wyrzutów ciśnienie gazu wolnego może być tak wysokie, że strefa maksymalnych ciśnień gazu sięga aż do linii-czoła przodku. Zjawisko wyrzutu zaistnieje w takim przypadku, gdy usuniemy ostatnią warstwę węgla (skały płonnej) przed strefą maksymalnych ciśnień gazu; występujący gradient ciśnienia będzie powodował odrywanie się (rozpad) poszczególnych warstw calizny począwszy od czoła frontu. Taki rozpad poszczególnych warstw będzie postępować aż do momentu gdy nagromadzony gruz skalny spowoduje zablokowanie (zadławienie się) wolnej przestrzeni.

Tak postawiona hipoteza wg autora wydaje się być bardzo prawdopodobną, lecz brak jest dotychczas potwierdzenia doświadczalnego takiego zjawiska. W dalszej części pracy autor analizuje różne okoliczności wyrzutów 1 rodzaju oraz rozpatruje wpływ głównych parametrów na ich powstawanie i rozwój.

Pośród wyrzutów pierwszego rodzaju autor uważa, że można wyróżnić następujące typy wyrzutów:

1. Statyczne; mają miejsce w przypadku prowadzenia prac w sposób ciągły; w momencie dojścia do strefy niebezpiecznej tworzy się przed frontem ściany strefa ciśnień, podczas gdy strefa wstrzymująca wyrzut (odprężona) wyrównuje się coraz bardziej. Nastąpi wówczas moment utraty stanu równowagi, strefa wstrzymująca zostanie przerwana i nastąpi wyrzut. Dla przeciwdziałania zaistnieniu wyrzutu wystarczy podparcie strefy odprężonej obudową.
2. Dynamiczne; mogą zaistnieć np.: wskutek zwiększonego nacisku górotworu. (strzelanie MW). Niebezpieczeństwo zaistnienia wyrzutu będzie wzrastać ze wzrostem ciśnienia gazu i podwyższonych naprężeń w węglu. Przedstawiony typ wyrzutów sprzyja teoriiom tzw. "mechanicznym". (Hipotezy: Jarliera, Audiberta, Gaertnera - przyp. aut.). Zdaniem autora przejście od jednego rodzaju wyrzutu do drugiego odbywa się w sposób ciągły i nie ma wyraźnej granicy między nimi.

W końcowej części pracy J. Gunther opierając się na przedstawionym powyżej modelu, wykonanych obliczeniach oraz logicznym rozpatrzeniu przypadków zaistniałych wyrzutów formułuje następujące wnioski:

1. Zjawisko zaistnienia wyrzutu będzie tym bardziej prawdopodobne im więcej w pokładzie będzie mniej przepuszczalny.

2. Występowanie wysokiej gazonośności w pokładzie węgla jest podwójnie niebezpieczne:
 - a) z racji krzywizny izoterm adsorpcji, wartość maksymalna gradientu ciśnienia jest więcej niż liniowo proporcjonalna w stosunku do ciśnienia gazu,
 - b) ze wzrostem wskaźnika ΔP wzrasta gradient ciśnienia gazu.
3. Prowadzenie prac po wzniosie nie jest bardziej niebezpieczne niż w pokładzie poziomym. (Autor stawia tezę odwrotną w stosunku do powszechnie przyjętej przyp. aut.). Wskazują na to przeprowadzone obliczenia; wynika z nich, że siły występujące w układzie nasyconym są nikłe w stosunku do sił wynikających z gradientu ciśnienia. Niemniej transport wyrzucanego materiału będzie ułatwiony przy prowadzeniu prac po wzniosie.
4. Wyrzuty CO_2 i węgla są groźniejsze w skutkach od wyrzutów CH_4 i węgla (większa ilość wydzielonego gazu i większa ilość masy powyrzutowej), związane jest to z faktem, że CO_2 posiada większą lepkość, większą zdolność do adsorpcji, jak również posiada większy wskaźnik ΔP .
5. Prowadzenie eksploatacji z dużą prędkością jest niebezpieczne z uwagi na możliwość przybliżenia frontu eksploatacji do strefy wysokiego gradientu ciśnienia gazu.
6. Występowanie w pokładzie licznych zaburzeń tektonicznych wpływa na obniżenie przepuszczalności węgla (szczególnie w strefach podwyższonych naprężeń) oraz zwiększenie wskaźnika ΔP ; jest więc czynnikiem zwiększającym możliwość zaistnienia wyrzutu.
7. W pokładach o średnim stopniu zagrożenia wyrzutowego zjawiska wyrzutów występują wyłącznie w chodnikach. Autor tłumaczy to zjawisko faktem, że w wyrobiskach ścianowych pokład węgla jest bardziej zniszczony (zaburzony) przed frontem eksploatacji poprzez oddziaływanie ciśnienia górotworu niż w całości przed czołem przodka.

Następnie autor przedstawia swoje propozycje dotyczące najbardziej skutecznych metod prognozowania i zwalczania wyrzutów. Prognozowanie zagrożenia wyrzutowego powinno opierać się głównie o następujące wskaźniki:

1. Ciśnienie gazu; przy czym autor wskazuje na trudności w przeprowadzaniu pomiarów tego parametru. Tak metody bezpośrednie jak i oparte na pośrednim określaniu ciśnienia gazu (izoterma adsorpcji i pomiaru desorpcji) w chwili obecnej nie odpowiadają rzeczywistemu ciśnieniu gazu a popełniane błędy nie idą w kierunku bezpieczeństwa. Każde nowe osiągnięcie w tej dziedzinie może się przyczynić do znacznego zwiększenia stopnia pewności prognozy.
2. Stan naprężeń w górotworze - określany metodami sejsmicznymi. Stosowanie tych metod jest zdaniem autora w pełni uzasadnione - rejestruje się skłonności stropu do wyrównywania naprężeń jak również strefy podwyższonych naprężeń w pokładzie węgla.

3. Wskaźnik desorpcji (V_1 i ΔP), ale tylko na etapie prognozy lokalnej i w przypadku zagrożenia wyrzutami CH_4 i węgla. W przypadku występowania w złożu CO_2 wskaźniki desorpcji są zawsze wysokie i ich stosowanie jako wskaźników zagrożenia wyrzutowego jest polemiczne. Ponadto w przypadku stosowania tych metod potrzebne są liczne pomiary dla uzyskania wartości znaczącej dla danego pokładu czy złoża co nie zawsze jest łatwo przeprowadzić.

Odnosnie problematyki zwalczania zagrożeń wyrzutowych autor rekomenduje następujące sposoby:

1. Odprężenie górotworu otworami odprężającymi wielkośrednicowymi odpowiednio dobranych dla danych warunków górniczo-geologicznych. Przy czym zdaniem autora właściwy efekt przy stosowaniu tej metody osiąga się w przypadku gdy otwór ulega zgnieceniu w wyniku czego wokół otworu tworzy się sieć spękań, co powoduje częściowe odprężenie się górotworu i wzrost przepuszczalności a co za tym idzie odgazowanie się przyrodzokowej strefy pokładu i przesunięcie niebezpiecznych gradientów ciśnienia w głąb pokładu. Stosowanie jednak tego sposobu jest niebezpieczne ze względu na częste przypadki zdarzania się tzw. "mikrowyrzutów" przy wierceniu otworów (przechodzących czasami w nagły wyrzut węgla i gazu). Zdaniem autora sam otwór wielkośrednicowy niezniszczony jest tylko drenem nie zapewniającym ani skutecznego odprężenia calizny ani odgazowania.
2. Strzelanie wstrząsowe (zwiększonymi ładunkami MW w stosunku do strzelania urabiającego o 50-100% przyp.aut.), które zdaniem autora ma znaczenie potrójne:
 - a) może spowodować wyrzut w pokładzie uprzednio przygotowanym do wyrzutu w czasie nieobecności załogi,
 - b) powoduje znaczne rozładowanie stanu naprężeń oraz odgazowanie pokładu,
 - c) urobiony węgiel tworzy usypisko oddziaływujące hamująco na czoło frontu nowo odsłoniętej calizny co zmniejsza niebezpieczeństwo ponownego zaistnienia wyrzutu (to "dodatnie" oddziaływanie jest zdaniem autorów opracowania bardzo wątpliwe, przyp. aut.).
3. Wtłaczanie wody w pokład (zwilżanie pokładu), aczkolwiek wg autora celowość stosowania tego sposobu jest mniej evidentna od ww. niemniej jest zrozumiała. Obecność wody w pokładzie węgla powoduje izolację gazu w porach węgla (siły kapilarne wiążą cząsteczki gazu), przez co uzyskuje się zmniejszenie wskaźnika ΔP . Natomiast gaz jest wypychany niejako przez wodę do wyrobiska poprzez nowo powstałą sieć szczelin i spękań. Ujemną stroną tego sposobu jest możliwość zmniejszenia się współczynnika tarcia na styku: węgiel - strop oraz pęcznienia stropu co powoduje wzrost warunków zagrożenia wyrzutowego. Jednak doświadczenia prowadzone w ZSRR nie potwierdzają tych obaw.

Na końcu tej części pracy autor sugeruje również zamrażanie górotworu jako sposób mogący prowadzić do znacznego obniżenia ciśnienia gazu w pokładzie węgla.

W konkluzji J. Gunther stwierdza: Zgodnie z wynikami doświadczeń potwierdza się fakt, że zjawisko nagłego wyrzutu powstaje w wyniku współdziałania następujących głównych czynników:

1. Czynniki mechaniczny (stan naprężeń); a szczególnie zdolność górotworu do wyrównywania naprężeń.
2. Występowanie wysokich ciśnień gazu.
3. Własności fizyczne węgla, dotyczy słabej przepuszczalności węgla i wysokiej wartości wskaźnika ΔP ,
4. Tektonika rozpatrywanego rejonu węglowego.

Spośród ww. czynników najważniejszym jest gaz, który stanowi siłę motoryczną zagadnienia; pozostałe 3 czynniki odgrywają rolę współdziałających przy wyrzutach.

III. MODELE UJMUJĄCE STAN NAPRĘŻEN ORAZ CIŚNIENIE GAZU ZA GŁÓWNE CZYNNIKI WYWOŁUJĄCE WYRZUT

Do tej grupy matematycznych modeli wyrzutu autorzy zakwalifikowali następujące prace:

R. Coeuilleta - "Ciśnienie górotworu a zjawiska dynamiczne", [24].

W.G. Gmoszyńskiego - "O przygotowawczej fazie nagłego wyrzutu" [45].

W.W. Chodota - "Mechanizm wyrzutów węgla i gazu" [12].

H. Gila - "Kryterium wyrzutu gazów węgla i skał" [36].

Model wyrzutu R. Coeuilleta opisuje matematycznie proces niszczenia pokładu węgla na skutek przekroczenia granicy sprężystości skały (węgla) pod wpływem wysokich naprężeń, co prowadzi w konsekwencji do plastycznego płynięcia pokładu do wyrobiska.

W dalszej części pracy omówiono rolę mechanicznej wytrzymałości węgla i skał otaczających pokłady węgla oraz rolę gazu w procesie powstawania i rozwoju wyrzutu. W końcowej części pracy autor podaje przykłady liczbowe na wyznaczenie energii wyzwolonej podczas rozprężania gazu w procesie wyrzutu oraz rozpatruje analitycznie zachowanie się calizny przy tarciu wewnętrznym.

Należy nadmienić, że w przedstawionej pracy R. Coeuillet omawia również bardzo obszernie mechanizm powstawania tupań; zagadnienie to w niniejszej pracy pominięto.

Model wyrzutu wg W.G. Gmoszyńskiego określa warunki jakie muszą być spełnione dla zainicjowania zjawiska wyrzutu.

Wyprowadzono wzory na rozkład naprężeń w pokładzie oraz uwzględniono wpływ czynnika czasu na kształtowanie się stanu naprężeń w pokładzie węgla zagrożonego wyrzutami. Przedstawiona praca jest próbą ujęcia matematycznego fazy wstępnej (przygotowawczej) wyrzutu.

Model wyrzutu W.W. Chodota oparty jest na gruncie teorii sprężystości i opisuje matematycznie zarówno proces powstawania jak i rozwoju wyrzutu. Ponieważ w pracy "Mechanizm wyrzutu węgla i gazu" [12] podano gotowe wzory na rozkład naprężeń w wyrzutowym pokładzie, które stanowią podstawę dalszych rozważań, autorzy pracy uważają za celowe przedstawienie sposobu wyprowadzenia tych wzorów wraz z podstawowymi przyjętymi założeniami. Zagadnienie to zostało przedstawione w pracy "Stan naprężeń w pokładzie węgla a niebezpieczeństwo wyrzutów węgla i gazu" [13]. W końcowej części pracy [12] W.W. Chodot podaje warunki zainicjowania wyrzutu oraz formułuje wnioski praktyczne. Przedstawiony model powstał na gruncie obszernego materiału badawczego.

Model wyrzutu H. Gila ujmuje jako podstawowe czynniki wpływające na powstawanie i rozwój wyrzutu stan naprężeń w porowatym szkielecie, ciśnienie gazu oraz mechaniczną wytrzymałość pokładu węgla. Zjawisko wyrzutu ujęto makroskopowo podchodząc do tego zjawiska z punktu widzenia teorii plastyczności. Wyprowadzono wzory na rozkład naprężeń w wyrzutowym pokładzie na podstawie których określono warunki powstawania wyrzutu. Dodatkowo podano rozwiązania z pracy [37] w której podano wpływ uskoków na możliwość występowania wyrzutów w ich sąsiedztwie jak również kryterium wyrzutu dla wyrobisk chodnikowych prowadzonych w sąsiedztwie szczeliny uskokuwej. Przedstawiono możliwość praktycznego wykorzystania kryterium wyrzutu.

III.1. Model wyrzutu według R. Coeuilleta

Ze względu na obszerność pracy R. Coeuilleta [24], autorzy przedstawiają w niniejszym opracowaniu jedynie najważniejsze rozdziały tej pracy .zn.:

- aspekt ogólny zależności między ciśnieniem górotworu a wytrzymałością mechaniczną pokładu węgla,
- rolę własności mechanicznych węgla i skał otaczających w problematyce wyrzutów,
- rolę gazu w tej problematyce,
- przykłady analitycznych rozwiązań,
- wnioski końcowe.

III.1.1. Aspekt ogólny między ciśnieniem górotworu (stanem naprężeń) a wytrzymałością mechaniczną pokładu węgla

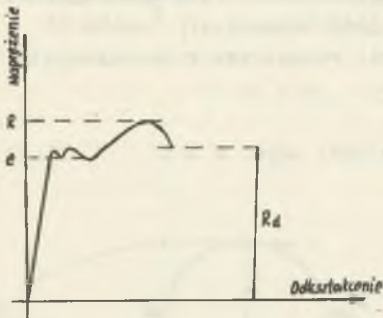
Podstawę rozważań w tej części pracy stanowi badanie próbki stali na stopniowo wzrastające rozciąganie w stanie trójosiowym. W czasie tego procesu można stwierdzić, że na granicy odkształceń przed zniszczeniem próbki, strefa odkształceń sprężystych (odwracalnych) jest mała w porównaniu ze strefą odkształceń niesprężystych (plastycznych).

Sytuację taką pokazano na rys. 19 (e - granica sprężystości, R - wytrzymałość próbki na rozciąganie, Rd - obciążenie niszczące próbkę). Do przedstawionej sytuacji stosuje się hipoteza Mariotte-Poncela [95], która przyjmuje w szczególności R jako kryterium zniszczenia; dla danej temperatury wytrzymałość na zniszczenie w trójosiowym stanie naprężenia odpowiada maksymalnemu wydłużeniu jakie metal może wytrzymać.

Niech: N_1 , N_2 , N_3 - oznaczają trzy główne naprężenia jakim poddana jest próbka oraz przyjmując następujące założenia i oznaczenia dla momentu zniszczenia próbki:

- a) $N_1 < N_2 < N_3$,
- b) $m = \frac{1}{\nu}$ (odwrotność liczby Poissona),
- c) wartości rozciągań i wydłużeń próbki są dodatnie, otrzymamy:

$$N_3 = \frac{N_1 + N_2}{m} = R \quad (1.1)$$



Rys. 19. Wykres rozciągania dla stali

e - granica sprężystości, R - wytrzymałość na rozciąganie, Rd - obciążenie niszczące

Sytuacja taka odnosi się do wydłużeń maksymalnych zachodzących w kierunku N_3 (tzn. kierunku rozciągania).

Powyższe rozważania odnoszą się również dla materiałów kruchych, takich jak między innymi skały górnicze, które ulegają nagłemu zniszczeniu podczas prób prowadzonych w warunkach ciśnienia atmosferycznego (w tym przypadku okres odkształceń plastycznych jest bardzo krótki).

A więc można przyjąć, że kryterium Ponceta stosuje się również dla niszczenia materiałów kruchych w trójosiowym stanie naprężeń. Znane są przypadki, że stal miękka zachowuje się jak materiał kruchy (przyp. aut.). Kryterium powyższe zostało sprawdzone dla skał i tak doświadcze-

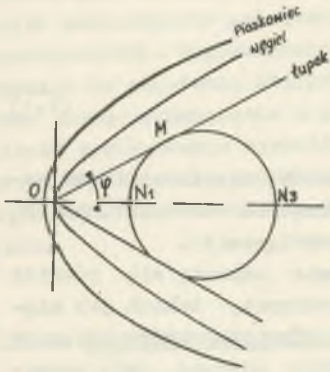
nie przeprowadzone przez Van Karmana na próbkach marmuru wykazało: w przypadku ściskania R oscylowało w granicach ok. 440 kg/cm^2 [$44,0 \text{ MN/m}^2$], $N_1 = N_2$ zmieniało się od $230\text{--}650 \text{ kg/cm}^2$ [$22,563\text{--}63,765 \text{ MPa}$], natomiast N_3 zmieniało się od $2300\text{--}6090 \text{ kg/cm}^2$ [$225,63\text{--}597,52 \text{ MPa}$].

Należy tutaj zaznaczyć, że notuje się przypadki zachowania się skał w sposób idealnie plastyczny; przy czym należy odróżnić tutaj przypadek sprężystości, dla którego odkształcenie jest proporcjonalne do naprężenia jak również przypadek lepkości dla którego prędkość przemieszczania się jest proporcjonalna do składowej stycznej naprężenia, tzn. gdy występują przemieszczenia (poślizgi) bez zniszczenia przyciągania molekularnego (czyli kohezji).

Na rys. 20 podano krzywe dla: piaskowca, nie spękanego węgla oraz łupku, dla którego pominięto wytrzymałość na rozciąganie. Wyczuwalne odkształcenia rozpoczynają się w momencie, gdy naprężenie OM będzie styczne do krzywej.

Określając przez R granicę sprężystości przy rozciąganiu w warunkach ciśnienia atmosferycznego, widzimy że przemieszczenia te rozpoczynają się przy naprężeniach rosnących.

W przypadku gdy krzywa naprężeń ma kształt dwóch prostych nachylonych do siebie pod kątem 2φ , mamy:



$$\frac{N_3}{N_1} \frac{1 + \sin\varphi}{1 - \sin\varphi} = \frac{1}{1} \quad (1.2)$$

Niech skała będzie poddana działaniu siły N_3 oraz reakcji normalnych N_1 i N_2 oraz dla ułatwienia oznaczmy te siły znakami "+" (wtedy R jest ujemne). Przemieszczenia wewnętrzne rozpoczynają się gdy:

$$N_3 - N_1 = -sR \quad \text{dla } s > 1 \quad (1.3)$$

Rys. 20. Wykresy naprężeń dla piaskowca węglowego i łupku

oraz gdy

$$N_3 > N_1 \quad \text{i} \quad N_3 > N_2.$$

Działania siły N_3 powoduje ściskanie materiału w kierunkach prostopadłych (czyli w kierunku N_1).

Zatem kryterium zniszczenia można napisać następująco:

$$N_1 - \frac{N_2 + N_3}{m} = R \quad (1.4)$$

Pierwszy człon jest ujemny, ponieważ materiał ulega rozciąganiu w kierunku N_1 .

Dla całkowitego ściskania mamy:

$$N_1 = N_2 = \frac{N_3}{m-1} \quad (1.5)$$

Zakładając: $N_1 = N_2$ (trójosiowy stan naprężenia dla którego przyjmujemy, że wartości sił ścisających bocznych są jednakowe; przy czym nie jest konieczny stan całkowitego naprężenia) otrzymamy:

$$N_1 - \frac{N_1 + N_2}{n} = R \quad (1.6)$$

oraz

$$N_3 - N_1 = -sR \quad (1.7)$$

stad:

$$N_1 = R \frac{m - s}{m - 2} = N_2 \quad (1.8)$$

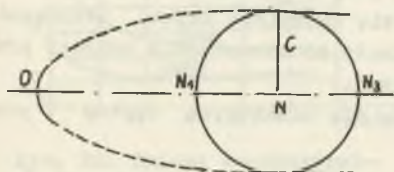
i

$$N_3 = R \frac{m(1 - s) + s}{m - 2} \quad (1.9)$$

Przeprowadzone przez Van Itersona [95] badania na zaprawie G-34 przy: $R = 145 \text{ kg/cm}^2$ [$14,5 \text{ MN/m}^2$], $m = 4,8$ i $s = 8$ wykazały, że:

$$N_1 = N_2 = 250 \text{ kg/cm}^2 \text{ [24,525 MPa]}$$

$$N_3 = 1160 \text{ kg/cm}^2 \text{ [113,796 MPa]}.$$



Rys. 21. Zachowanie się skał w przypadku wysokich naprężeń (plastyczne płynięcie)

Przy takich obciążeniach współczynnik s już się nie zmienia, co oznacza, że krzywa wewnętrznych naprężeń redukuje się do dwóch linii prostych równoległych: materiał "płynie" plastycznie pod wpływem siły ścinającej krytycznej, której wartość przedstawia odcinek c na wykresie (rys. 21) gdzie:

$$c = - \frac{sR}{2} = \frac{N_3 - N_1}{2} \quad (1.10)$$

Czyli słusznym jest twierdzenie, że "uplastycznienie" materiału dla ww. naprężeń ma miejsce od momentu osiągnięcia granicy sprężystości, po czym materiał płynie bez strat kohezji.

Zastosowanie powyższych rozważań do skał kopalnianych

Z przeprowadzonych wcześniej prac [3, 22] wynika, że:

1. W niektórych strefach calizny węglowej, tam gdzie miały miejsce gwałtowne ruchy tektoniczne (np. powstające uskoki), kohezja jest zbliżona do zera.
2. W węglu niezaburzonym, w miejscach gdzie nie wystąpiły podobne przemieszczenia kohezja może przyjmować znaczne wartości, w wyniku czego węgiel posiada odporność wystarczającą na wewnętrzne naprężenia rozciągające, jakie powstają na wskutek występowania gazu.
3. Z przeprowadzonych prac [57, 95] dotyczących związku stanu naprężenia z wytrzymałością skał uwydatnia się ważność współczynnika Poissona.

W przypadku gdy materiał kruchy staje się plastyczny, co zachodzi gdy trójosiowy stan naprężeń osiągnie wartość określoną wzorami (1.8) i (1.9), oczywistym jest że osiągnięcie tego stadium będzie tym trudniejsze, im m

będzie mniejsze. Przy czym dla węgla m wynosi nieco powyżej 2 i przy naprężeniach rosnących maleje do wartości 2, tzn. że węgiel ogólnie rzecz biorąc nie wykazuje zachowania plastycznego. Poddany in situ silnym naprężeniom, traci kohezję; spękania stają się nieodwracalne i żadne ciśnienie nie wpłynie na odtworzenie jego struktury. Zachodzi to oczywiście przy bardzo wysokich naprężeniach, które mogą mieć miejsce np. w procesie orogenezy aktywnej. Potwierdza to występowanie znacznych ilości miazgi i pyłu węglowego, jakie stwierdza się w strefach poddanych ruchom orogenezy; węgiel w tych strefach jest kruchy, rozdrobniony o bardzo małej kohezji mechanicznej, rzędu $0-3 \text{ kg/cm}^2$ [$0-0,294 \text{ MPa}$]. Gaz zawarty w węglu w takich przypadkach może się bardzo szybko z niego wydzielać. Należy dodać, że nawet poza strefą spękań w złożu, gdzie miały miejsce orogeneza mogą występować strefy mechanicznie osłabione. Reasumując można stwierdzić, że w przypadku gdy węgiel podlega lub już był pod wpływem nadmiernych obciążeń przekraczających jego granicę sprężystości, ulega spękaniu (lub jest już spękany) i nie jest w stanie odzyskać swojej kohezji.

Zupełnie odmiennie do węgla zachowują się natomiast łupki. Zachowanie ich jest plastyczne; łupki posiadają zdolność do odtwarzania kohezji przy działaniu nawet dostatecznie dużych obciążeń.

Przeprowadzone przez Philippsa [74] badania dla niektórych łupków i piaskowców wykazały:

Łupki ilaste:

dla $m = 6$, $C = 42 \text{ kg/cm}^2$ [$4,2 \text{ MN/m}^2$] i $s = 7$.

Zachowanie będzie plastyczne gdy:

$$N_3 - N_1 = 84 \text{ kg/cm}^2 [8,248 \text{ MPa}]$$

$$R = -12 \text{ kg/cm}^2 [-1,2 \text{ MN/m}^2]$$

Zatem:

$$N_1 = 3 \text{ kg/cm}^2 [0,294 \text{ MPa}] = N_2$$

$$N_3 = 87 \text{ kg/cm}^2 [6,138 \text{ MPa}].$$

Odpowiada to w praktyce obciążeniu na stojaku o średnicy 20 cm równym: $\frac{87 \times 314}{1000} = 27 \cdot 10^3 \text{ kg}$ [270 kN].

Takie obciążenia stwierdza się w praktyce przy pomocy aparatury pomiarowej umieszczonej pod stojakiem.

Łupki piaszczyste

dla $m = 4$, $c = 105 \text{ kg/cm}^2$ [$10,5 \text{ MN/m}^2$] i $s = 7$

otrzymamy: $R = 30 \text{ kg/cm}^2$ [3 MN/m^2], $N_1 = N_2 = 45 \text{ kg/cm}^2$ [$4,416 \text{ MPa}$], $N_3 = 255 \text{ kg/cm}^2$ [$25,016 \text{ MPa}$].

Piaskowce:

dla $m = 7$, $c = 210 \text{ kg/cm}^2$ [21 MN/m^2] i $s = 8$

otrzymamy: $N_1 = 10,5 \text{ kg/cm}^2$ [$10,301 \text{ MPa}$]

$$N_3 = 430 \text{ kg/cm}^2 [42,183 \text{ MPa}].$$

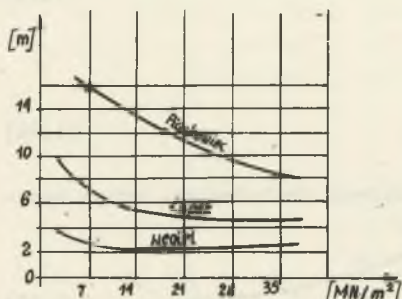
Tak więc dla trójosiowych obciążeń przy nie największych naprężeniach większość skał karbońskich a w szczególności łupki zachowują się plastycznie.

Jedynie węgiel traci na wytrzymałości, co może potwierdzić podatność stref miążkich (rozartych) względnie stref silnie spękanych lub o nieregularnym uwarstwieniu na nagłe wyrzuty węgla i gazu [62, 63].

III.1.2. Rola własności mechanicznych węgla i skał otaczających w problematyce wyrzutów

Z szeregu przeprowadzonych prac [52, 53, 74] wiadomo, że współczynnik Poissona dla większości skał (w szczególności węgla) wykazuje tendencję malejącą przy naprężeniach rosnących.

Na rys. 22 podano wykresy kształtowania się funkcji:



$$m = \frac{1}{\nu} = f(\sigma)$$

w zależności od rodzaju skały.

Wyobraźmy sobie punkt na warstwie poziomej poddany naprężeniu pionowemu N_3 . Zmienność liczby m w wąskim przedziale zachodzi przy zrównaniu krzywej ze styczną:

Rys. 22. Zmiana współczynnika Poissona w zależności od zmiany naprężeń

$$\frac{1}{m - \gamma} = \lambda N_3 \quad \text{dla } 0 < \lambda < \frac{1}{N_3} \quad (1.11)$$

Dla tego samego punktu określono zmienność wytrzymałości granicznej R_c warstwy na ściskanie przy obciążeniu bocznym N_1 , wg zależności:

$$R_c = pN_1 \quad (1.12)$$

Zależność ta nie różni się w zasadzie od tego co podano wcześniej, a mianowicie:

$$N_3 - N_1 = sR \quad \text{przy } N_1 < N_2 < N_3,$$

gdzie R - oznacza wytrzymałość skały na rozciąganie.

Nietrudno zauważyć, że dla węgla o dużej mechanicznej wytrzymałości w trójosiowym stanie naprężenia wartość p będzie bardzo duża. Współczynnik p określa więc w jakiś sposób granicę sprężystości górotworu.

Ogólny stan naprężeń bocznych w rozpatrywanym punkcie można określić następująco:

$$N_1 = \epsilon \frac{1}{m - \gamma} \quad \text{dla } 0 < \epsilon < 1. \quad (1.13)$$

Na odciosie $\epsilon = 0$, przy ściskaniu całkowitym $\epsilon = 1$.

Pisanie N_1 w tej postaci jest uzasadnione, gdyż przed powstaniem przemieszczeń lub znacznego spękania skały, słusznym jest rozpatrywanie zachowania się skały jako ciała sprężystego.

Z prawa Hooke'a mamy:

$$N_1 = N_2 = \frac{N_3}{m-1} \quad (\varepsilon = 1). \quad (1.14)$$

Natomiast warunek spękania skały ma postać:

$$Rc < N_3 \quad (1.15)$$

czyli

$$\varepsilon \cdot p < m - 1. \quad (1.16)$$

W przypadku gdy m zmienia się wraz z trójosiowym obciążeniem, można napisać:

$$N_3 < \frac{1}{\lambda \varepsilon p} \quad (1.17)$$

Zatem spękanie zapoczątkowane jest w punkcie dla którego N_3 przechodzi przez tę wartość, co nastąpi w przypadku, gdy będzie spełniony warunek (1.17). Przy czym należy tutaj zauważyć następujące fakty:

1. Niezależnie od rodzaju węgla, w pobliżu frontu eksploatacji zachodzi:

$$\varepsilon \rightarrow 0 \rightarrow \frac{1}{\varepsilon} \rightarrow \infty$$

Zatem w pobliżu frontu (względnie w pewnej odległości od niego) będzie istniał punkt dla którego rzeczywista wartość N_3 będzie wyraźnie mniejsza od tej wartości w tym punkcie (niezależnie od rodzaju węgla spękanie w ścianie rozpocznie się zawsze przed frontem eksploatacji).

2. Jeżeli naprężenia są wysokie, λ jest bardzo małe to wartość graniczna N_3 może okazać się bardzo duża (nawet w znacznej odległości od frontu eksploatacji). Zwiększenie nacisku górotworu sprzyja spękanom, gdyż powoduje wzrost współczynnika Poissona.
3. W przypadku, gdy węgiel jest wytrzymały (p przyjmuje bardzo duże wartości) a ciśnienie górotworu małe (λ duże) to wartość graniczna może okazać się mniejsza od N_3 w rozpatrywanym punkcie. Oznacza to, że w punkcie tym spękanie nie nastąpi (współczynnik Poissona jest wysoki, tzn. m niskie oraz granica sprężystości p - duża).

4. W przypadku gdy spękanie jest możliwe, tzn.

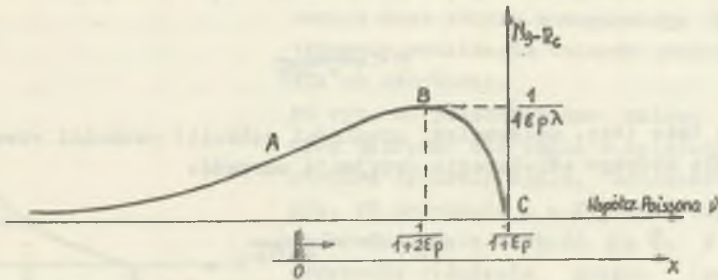
$$N_3 < \frac{1}{\lambda \varepsilon_p} \quad \text{lub} \quad \varepsilon_p < m - 1$$

różnica $N_3 - R_c$ określa akcelerację (przyspieszenie) pęknięcia postaci:

$$N_3 - R_c = \frac{P_1}{m - 1} (m - 1 - \varepsilon_p) = \frac{1}{(m - 1)^2} (m - 1 - \varepsilon_p) \quad (1.18)$$

Sprawdzono, że wartość ta jest dodatnia wyłącznie dla:

$$m - 1 > \varepsilon_p \quad (1.19)$$



Rys. 23. Zmiana prędkości propagacji pęknięcia

W przypadku gdy warunek ten jest spełniony, zmienność akceleracji wraz ze zmianą współczynnika Poissona można przedstawić jak na rys. 23. Ponieważ współczynnik Poissona rośnie wraz ze wzrostem obciążenia, a te z kolei wzrastają w kierunku od frontu eksploatacji w głąb calizny, można z dokładnością do skali oznaczyć na osi odciętych wartości $\frac{1}{m}$ w odstępach (mierzonych w odniesieniu do frontu jako punktu wyjściowego) pomiędzy frontem a punktem zapoczątkowania spękań. Z rys. 23 wynika, że spękanie to zaczyna się na froncie i wzrasta coraz szybciej, w kierunku oddalania się od frontu oraz że przyjmuje wartość maksimum dla:

$$\frac{1}{m - 1} = \frac{1}{2\varepsilon_p} \quad (1.20)$$

natomiast wzrasta wolniej dla:

$$\frac{1}{m - 1} = \frac{1}{\varepsilon_p} \quad (1.21)$$

Praktycznie spękanie rozpocznie się (względnie będzie zanikać) w punkcie odległym o x od frontu, dla którego zachodzić będzie nierówność:

$$\epsilon_p \leq m - 1 \quad (1.22)$$

W przypadku gdy węgiel jest kruchy i posiada niski moduł Poissona (tzn. m duże i po małe), będzie ulegał stałemu zgniataniu; oznacza to, że żaden punkt masywu nie będzie spełniał warunku:

$$p = m - 1 \quad (1.23)$$

i krzywa na rys. 23 nie osiągnie nigdy punktu c .

W punkcie w którym współczynnik Poissona będzie najwyższy - spękanie będzie się charakteryzowało prędkością maksymalną o ile tylko:

$$v < \frac{1}{1 + 2\epsilon_p} \quad (1.24)$$

Sytuacja taka (tzn. maksymalnej prędkości pęknięcia) zachodzi również w punkcie B dla którego akceleracja przyjmuje wartość:

$$N_3 - Rc = \frac{1}{4\lambda \epsilon_p} \quad (1.25)$$

W sytuacji gdy węgiel jest twardy i posiada wysoką wartość współczynnika Poissona, spękanie nastąpi w punkcie gdzie ściskanie boczne ϵ będzie spełniać warunek (1.23).

Zatem przed lub w momencie całkowitego nacisku, wartość maksymalna akceleracji (przyspieszenia pęknięcia) będzie rzędu:

$$\frac{1}{4\lambda \epsilon_p}$$

Należy jeszcze stwierdzić, że w przypadku gdy $m = \text{const}$, akceleracja pęknięcia będzie zawsze postaci:

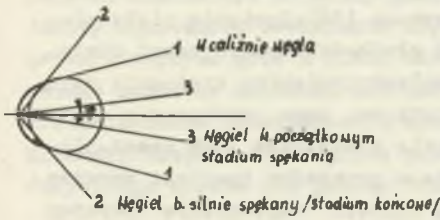
$$N_3 \left(1 - \frac{\epsilon_p}{m - 1}\right).$$

Reasumując można stwierdzić, że wysokie wartości prędkości pęknięcia osiąga się w następujących przypadkach:

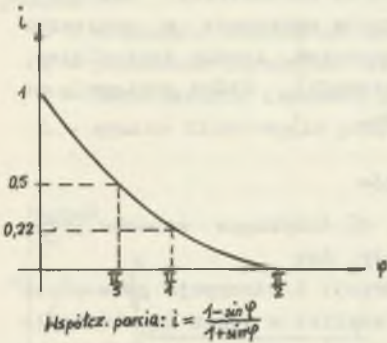
- λ jest małe lub N_3 duże,
- w pobliżu frontu eksploatacji ϵ jest małe,
- p jest małe (słaba wytrzymałość mechaniczna węgla).

W przypadku jednoczesnego spełnienia warunków a, b i c prędkość pęknięcia może osiągać szczególnie duże wartości.

Przedstawione powyżej rozważania tłumaczą również szybkie odgazowanie się przyprzodkowej strefy pokładu (w strefie spękań), jak również koncentrację naprężeń w sąsiedztwie czoła wyrobiska. Odległość strefy maksymalnych naprężeń pionowych ($\sigma_{z_{max}}$) zależy w głównej mierze od mechanicznej wytrzymałości węgla: w węglach o zniszczonej strukturze (rozartych) strefa ta znajduje się w większej odległości od czoła frontu niżeli w przypadku węgla twardych. Należy jeszcze zaznaczyć, że pod wpływem obciążeń pochodzących od nacisku górotworu oraz eksploatacji, wzrost spękania węgla objawia się w postaci zmniejszenia kąta tarcia wewnętrznego (φ), co tłumaczy wyciskanie ociosów pokładu węgla do wyrobiska.



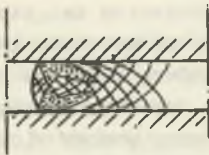
Rys. 24. Wykresy naprężeń w różnych stadiach spękania



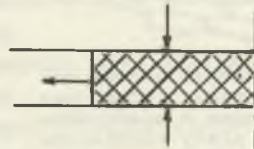
Rys. 25. Kształtowanie się współczynnika parcia "i" w zależności od wielkości kąta tarcia wewnętrznego φ

Na rys. 24 przedstawiono zmianę krzywych naprężeń dla węgla w zależności od stopnia spękania węgla, natomiast na rys. 25 zależność $i = f(\varphi)$. Dla obu przypadków przyjęto wartość $\varphi = \frac{\pi}{4}$. W takim przypadku ciśnienie boczne (parcie) działające na obudowę nie przekracza wartości 1/5 ciśnienia działającego na całiznę węglową. Istotną rolę odgrywa również czas, który to czynnik wpływa na zróżnicowanie w rozkładzie naprężeń w pokładzie węgla.

Dla łupków zjawisko pęknięcia jest dużo powolniejsze; łupki bardziej niż węgiel wykazują plastyczne płynięcie, które odbywa się przy objętości const.



Rys. 26. Płynięcie ciała plastycznego znajdującego się wewnątrz dwóch płaszczyzn równoległych i szorstkich (kropczkami oznaczono strefę nieplastyczną)



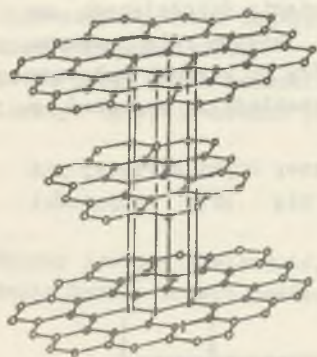
Rys. 27. Płynięcie ciała plastycznego w przypadku dwóch płaszczyzn idealnie gładkich

Istotnym czynnikiem jest tutaj charakter skał otaczających warstwę łupku (szorstkie czy gładkie powierzchnie styku łupku ze skałami otaczającymi). Na rys. 26 i 27 podano przykłady wg Can Itevsona [96] płynięcie ciała plastycznego, jakim jest łupek w zależności od gładkości powierzchni styku. Z rys. 26 wynika, że nie cały masyw ulega uplastycznieniu; występują strefy (zakreskowane) które przesuwały się i skutkiem tego zachowanie jest quasi sprężyste. Poza tymi strefami, płynięcie plastyczne (lub pseudoplastyczne) układu jest powolne. Oznacza to, że w przypadku rozciągania warstwy łupku wyoboczenia ociosów następują szybciej aniżeli wyoboczenie warstwy łupków (spągu) przy czym gdy kąt tarcia wewnętrzznego łupków spada (np. w granicach od 30° do 35° , tzn. gdy $\mu \approx 0,5$) różnice te mogą być minimalne. Występowanie zjawisk dynamicznych, jakim są nagłe wyrzuty węgla i gazu jest związane z występowaniem stref podwyższonych koncentracji naprężeń. Szczególne niebezpieczeństwo zaistnienia wyrzutów występuje w przypadku szybko zmieniających się stref maksymalnych naprężeń (ruchy tektoniczne, roboty strzałkowe, duża prędkość frontu eksploatacji), które pociągają za sobą głębokie zmiany równowagi ciśnień w złożu.

III.1.3. Znaczenie gazu w problematyce wyrzutów

Badania przeprowadzone przez Audiberta [3, 4] dotyczące sposobu przyłączania gazu (CH_4 i CO_2) przez węgiel wykazały, że:

- a) zjawiska absorpcji i adsorpcji gazu przez szczeliny i kanaliki w węglu (dostrzegalne za pomocą lupy) nie są wystarczające dla wyjaśnienia ilości gazu jaki zostaje przyłączony przez węgiel,
- b) wykonane doświadczenia wykazały, że zachodzi dylatacja węgla w przypadku absorpcji przez niego danej objętości gazu; nie podtrzymuje to teorii o rozpuszczaniu się gazu w materiale stałym.



Rys. 28. Schemat budowy molekularnej węgla (atomy węgla zgrupowane w sześciokąty tworzą płaty oddzielone od siebie)

Wobec powyższego, zdaniem autora jedynym możliwym do przyjęcia wyjaśnieniem związku węgiel-gaz jest założenie, że molekuly gazu osiagają wewnętrzną strukturę węgla za pośrednictwem szerokiej sieci cienkich kapilar, jakie można stwierdzić przy pomocy widma dyfrakcji promieni x. Molekuly te mogą umiejscawiać się w interwałach pomiędzy atomami węgla, które z kolei grupują się w uporządkowane wieloboki (sześciokąty), których wnętrza są puste i które grupują się w płaty odległe od siebie (rys. 28).

Istnieje zależność między stopniem zawartości węgla (jego organizacji) a objętością gazu jaką węgiel może przyswoić. Tak przedstawiony związek gaz-

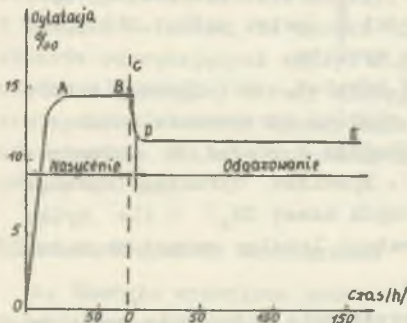
węgiel jest słaby i szybko może ulec dysocjacji, ponieważ nie jest to związek chemiczny. Molekuły gazu utrzymują się w miejscu tylko przez molekuly sąsiednie. Uwalnianie się gazu z węgla praktycznie zależy tylko od prędkości przepływu gazu w sieci cienkich kapilar, których średnica jest tego samego rzędu co wielkość molekuł gazu.

Przeprowadzone doświadczenia wykazały, że przepływ gazu w węglu jest laminarny. Natężenie przepływu gazu w węglu sprowadzone do ciśnienia atmosferycznego wyraża się prawem Poiseuille:

$$Q = \frac{\delta p^2}{\eta L} \quad (1.26)$$

gdzie:

- P - ciśnienie wewnętrzne gazu,
- δ - rozwarcie (średnica) sieci kapilar,
- η - współczynnik lepkości gazu ($\frac{\delta}{\eta}$ - oznacza przepuszczalność węgla)
- L - wymiar bloku węgla przyjęty do rozważań.



Rys. 29. Wzrost objętości węgla w procesie nasycania i odgazowania

Wartość parametru δ jest bardzo zmienna; zależna w głównej mierze od gatunku węgla i naprężeń panujących w węglu.

Przykładowo węgle z rejonu de Cevennes (w Zagłębiu tym występują wyrzuty CO_2 i węgla - przyp. aut.) charakteryzują się bardzo dużym rozwarciem sieci kapilar, około 2 razy większym niż w sąsiednim Zagłębiu Fuveu (w Zagłębiu tym występuje duże zagrożenie tapaniami - przyp. aut.)

[29]. Wzrost objętości węgla podczas infiltracji gazu wydaje się zależeć od tego, że molekuly gazu rozsuwają atomy węgla. Wydzielaniu się gazu towarzyszy ściśnięcie się węgla, z tym że powrót pierwotnej objętości ma miejsce tylko w

węglach bardzo rozdrobnionych [57].

Przy bardzo szybkim wydzielaniu się gazu następuje mała dylatacja (odcinek BC krzywej na rys. 29).

Powyższe rozważania pozwalają na określenie sprzyjających okoliczności dla powstania szybkiego i znacznego nagromadzenia się gazu w węglu, do których można zaliczyć:

1. Wstępne duże przywiązanie gazu do węgla, tzn. dużą wartość ciśnienia wewnętrznego P. W niektórych złożach pomierzone ciśnienie gazu w hermetycznych otworach dochodziło do 30-40 at [2,943-3,924 MPa]. Oziębienie calizny jakie towarzyszy niejednokrotnie nagłym wyrzutem jest oznaką odprężenia.

2. Niska lepkość gazu; w temp. 20°C [293°K] współczynniki lepkości dla CO₂ i CH₄ są odpowiednio równe 1,5 i 1,1 x 10⁻⁶ kg.s/m². Co oznacza, że przy jednakowym otwarciu (tzn. powierzchni odsłonięcia) CO₂ nie będzie się tak szybko uwalniał jak CH₄. Jest rzeczą ogólnie wiadomą, że przy tym samym ciśnieniu, węgiel przyswaja więcej CO₂ niż CH₄ (około 2 razy więcej). Wobec powyższego wyrzuty CO₂ będą bardziej gwałtowne od wyrzutów CH₄, natomiast wpływ CO₂ będzie bardziej powolny niż CH₄.
3. Znaczne otwarcie sieci kapilar nawet w warunkach laboratoryjnych wykazuje dużą szybkość absorpcji, względnie wydzielanie się gazu [33].
4. Zróżnicowana struktura węgla wpływa na rozwarcie kapilar i redukuje ich długość, co umożliwia szybszy i łatwiejszy przepływ gazu w szczelinach i kanalikach [75].

Ponadto należy zauważyć, że gwałtowne wydzielanie się gazu z węgla powoduje wzrost wewnętrznych naprężeń w węglu i przyczynia się tym samym do poważnego rozdrobniania się węgla, szczególnie gdy jego wytrzymałość jest niska. Tym samym mogą powstać w pokładzie węgla strefy o rozartej (zniszczonej) strukturze, które są potencjalnymi miejscami zainicjowania zjawiska wyrzutu. Istotną sprawą w problematyce wyrzutów jest stosowanie odprężającego wybierania pokładów, co powoduje powolne odprężenie i odgazowanie pokładów sąsiednich. Zmniejsza się przez to ryzyko zgniecenia węgla a tym samym zmniejszenie jego przepuszczalności $\frac{\delta}{\gamma}$ (patrz wzór 1.26) przez co osiąga się zmniejszenie niebezpieczeństwa wyrzutu.

Z przedstawionej analizy można wnioskować również, że niebezpieczeństwo nagłych wyrzutów trwa dłużej w węglu o niskiej przepuszczalności (a więc w złożach nasyconych CO₂ wyrzuty będą dłuższe w czasie i intensywniejsze niż w przypadku nasycenia złoża CH₄). Zjawiska wyrzutów również mogą mieć miejsca w węglach twardych (nasyconych nawet CH₄) o ile tylko ciśnienie gazu będzie dostatecznie duże i nastąpi lokalny wzrost naprężeń.

Czy gaz może spowodować zaistnienie wyrzutu?

Przebadane badania laboratoryjne w celu określenia niszczenia węgla na wskutek gwałtownego wydzielania się gazu były w większości przypadków nieudane (za wyjątkiem węgla bardzo miękkiego). Zdaniem autora badania te zdają się potwierdzać, że wewnętrzne ciśnienie gazu zawarte w kapilarach węgla nie jest w stanie przewyższyć siły kohezji w węglu. Natomiast niektórzy autorzy wykazali, że nawet niewielkie ciśnienia wewnętrzne gazu są w stanie wykonać transport węgla (uprzednio rozdrobnionego) na znaczne odległości wskutek energii rozprężania gazu (patrz punkt 4 niniejszego modelu).

Zjawisko to można wytłumaczyć również w następujący sposób: niech węgiel posiada 10 m³ gazu/1 t [10 m³ gazu/1 Mg] przy ciśnieniu absolutnym 2 at. [0,196 MPa] i będzie poddany na wskutek eksploatacji progresywnemu pękaniu w wyniku czego będzie się z niego stopniowo uwalniał gaz. Odpowiada to izotermicznemu rozprężaniu przy którym uwalnia się w przeciągu kilku godzin (lub dni) energia rzędu 70.000 kG m z 1 t [0,7.10⁶ J z 1 Mg] węgla.

Wyjaśnia to fakt, że masyw ma tendencję do pęcznienia a postępujący proces pęknięcia w całości odpowiada niskiej mocy krótkotrwałej. W przypadku gdy na skutek lokalnych warunków węgiel zostaje rozluźniony względnie gwałtownie odsłonięty (strzelanie, ruch stropu), gaz z węgla może wydzielać się gwałtownie. Spowoduje to, że rozprężanie gazu będzie quasi adiabaticzne i uwolni się z niego energia 64.000 kg m z 1 t węgla [$0,64 \cdot 10^6 \text{ J}$ z 1 Mg] a nie $0,7 \cdot 10^6 \text{ J}$ w czasie znacznie krótszym, np. kilku sekund. W takiej sytuacji węgiel w tym otoczeniu zostanie gwałtownie wyrzucony i będzie transportowany na podobieństwo materiału podsadzkiowego w rurociągu. Jeżeli ponadto zjawisko to obejmie większą objętość węgla od wyrzuconej (co jest zjawiskiem normalnym) i gaz z tej masy węgla będzie się wydzielał bardzo szybko, to poprzednio energię należy pomnożyć przez 3+5 razy. Tłumaczy to fakt znacznego transportu węgla w czasie wyrzutu, który będzie tym większy im większe będzie nasycenie węgla gazem, ciśnienie tego gazu oraz im gwałtowniejszy będzie impuls wstępny. Zjawiska podobne, aczkolwiek w znacznie mniejszej skali występują w przypadku odsłaniania calizny węgla otworami wiertniczymi. Notuje się przypadki wyrzucania z otworów urządzenia wiertniczego na wskutek wydmuchu gazów. Staże to się niejednokrotnie przyczyną powstawania wyrzutów (na wskutek wykonywania otworu następuje niszczenie kohezji węgla).

W związku z faktem, że sposób odgazowania calizny węglowej przy pomocy otworów odprężających wydaje się być efektywnym sposobem zapobiegania wyrzutom a z drugiej strony występuje znaczne niebezpieczeństwo spowodowania wyrzutu w czasie wykonywania tych otworów, autor postuluje wprowadzenie wiertnic zdalnie sterowanych do wykonywania otworów dużej średnicy (rzędu 200 mm).

III.1.4. Przykłady analityczne

A. Energia wyzwolona podczas rozprężania gazu w procesie wyrzutu

Badania przeprowadzone przez M. Riffaud [77] wykazały, że objętość węgla biorącego udział w wyrzucie jest ok. 3+5 razy większa od objętości wyrzuconego węgla w procesie wyrzutu. W niniejszych rozważaniach przyjęto liczbę 4X. Wobec czego, jeżeli sprowadzimy zaobserwowane wydzielanie gazu w czasie wyrzutu do 1 t [1 Mg] wyrzuconego węgla, otrzymamy wartość 4-krotnie za dużą.

Założmy, że zjawisko wyrzutu jest nagłe a rozprężenie gazu adiabaticzne (w rzeczywistości jest ono powolniejsze, czyli pośrednie między izotermą a adiabata) i wprowadźmy następujące oznaczenia:

V_0 - objętość gazu efektywnie wydzielonego z węgla w czasie wyrzutu, sprowadzonego do ciśnienia atmosferycznego,

P - masa wyrzuconego węgla,

H - ciśnienie wewnętrzne gazu w węglu w chwili wydzielania się,

V - objętość gazu przy ciśnieniu H,

T - praca wykonana przez gaz przy rozprężeniu od H do 1,

t - praca gazu w przeliczeniu na 1 t (1 Mg) wyrzuconego węgla.

Średnia rzeczywista zawartość gazu w węglu (V_0) w chwili wydzielania się w przeliczeniu na 1 tonę (1 Mg) wyniesie:

$$V_0 = \frac{V_0}{\gamma P} \quad (1.26)$$

Z warunku przemiany adiabatycznej mamy:

$$V_0^\gamma = hV^\gamma \quad (1.27)$$

gdzie: $\gamma = 1,41$ dla gazu dwuatomowego (CO_2, CH_4, \dots).

Pracę gazu odpowiadającą rozprężeniu się od H do 1 można wyrazić

$$T = 35.500 V_0 \left(1 - \frac{1}{H^{0,29}}\right) \quad (1.28)$$

względnie w przeliczeniu na 1 t (1 Mg) wyrzuczonego węgla:

$$t = \frac{T}{P} = 35.500 \frac{V_0}{P} \left(1 - \frac{1}{H^{0,29}}\right) = 142 V_0 \left(1 - \frac{1}{H^{0,29}}\right) \quad (1.29)$$

W zależności powyższej H wyrażone jest w [atm], V_0 w [m^3] natomiast t w [Tm].

W tabeli III.1 podano wartości t w zależności od V_0 i H.

Tabela III.1

$V_0 \backslash H$	1	2	3	5	10 atm [0,981 MPa]
1 m^3/t [1 m^3/Mg]	0	26	39	53	64
2	0	51	78	106	128
5	0	128	195	265	320
10	0	255	390	530	640
20	0	510	780	1060	1280

Należy zauważyć, że samo V_0 [m^3/t] wykonałoby 1/4 tej pracy. A więc energia wyzwolona wskutek nagłego rozprężenia się gazu jest ogromna.

W tabeli III.2 podano natomiast wartości t w zależności od V_0 i H dla rozprężania izotermicznego.

Tabela III.2

V_0 \ H	2	3	5	10 atm [0,981 MPa]
$V_0 = 1 \text{ m}^3/\text{t}$ [1 m ³ /Mg]	7 t/m [7 Mg/m]	11	16	23
2	14	22	32	46
10	70	110	160	230
20	140	220	320	460

Obniżenie temperatury odpowiadające rozprężaniu adiabatycznemu można wyrazić:

$$\frac{T_0}{T_1} = \left(\frac{1}{H}\right)^{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \quad (1.30)$$

Biorąc za: $T_1 = 273^{\circ} + 20^{\circ}$, $T_0 = 273^{\circ} + t_0$ można wyznaczyć wartości t_0 w zależności od H.

Obliczone wartości podano w tabeli III.3.

Tabela III.3

H [atm]	H [MPa]	t_0 [C°]	t_0 [K]
2	0,196	-35°	238
3	0,294	-66°	207
4	0,392	-78°	195
5	0,587	-99°	174
10	0,981	-123°	150

W przypadku gdy nagły wyrzut daje 40 m³ gazu wydzielonego na 1 t [1 Mg] wyrzuconego węgla, czyli:

$$\frac{V_0}{Y} = 40$$

można oszacować, że objętość węgla zaangażowanego w procesie wyrzutu jest 4P, a średnia zawartość gazu w przeliczeniu na 1 t [1 Mg] będzie rzędu:

$$V_0 = 10 \text{ m}^3/\text{t} [10 \text{ m}^3/\text{Mg}].$$

Rozprężanie adiabatyczne gazu, jeżeli założymy, że gaz zawarty w węglu posiada ciśnienie tylko 2 atm [0,196 MPa] jest w stanie wyzwolić energię rzędu 255 T.m [2,55.10⁶ J] w przeliczeniu na 1 t [1 Mg] wyrzuconego węgla.

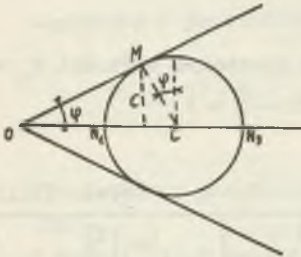
Jest to energia z całą pewnością wystarczającą aby wykonać transport węgla na znaczną odległość. Nietrudno stwierdzić, że podobną wartość energii otrzymamy w przypadku gdy objętość gazu (V_0) będzie o połowę mniejsza, a ciśnienie in situ gazu (H) zwiększymy do 5 atm [0,491 MPa].

B. Zachowanie się calizny węgla przy tarciu wewnętrznym. Poniższe rozważania oparte są na prawie Coulomba [26] w odniesieniu do dużych przemieszczeń. Równanie równowagi w rozdrobnionym (roztartym w postaci pyłu węglowego) masywie węgla ma postać:

$$t \leq ntg\varphi \quad (1.31)$$

gdzie:

- t - składowa naprężenia ścinającego,
- n - składowa naprężenia normalnego,
- φ - kąt tarcia wewnętrznego roztartego węgla.



Rys. 30. Kąt tarcia wewnętrznego φ opisany liniami naprężenia ścinającego

Na podstawie przeprowadzonych doświadczeń stwierdzono, że kąt tarcia wewnętrznego zmienia się znacznie wraz ze zmianą ciężaru właściwego. Przy rosnących obciążeniach kąt ten wzrasta do wartości granicznej, ale naprężenia wewnętrzne pozostają zawsze złożone z dwóch prostych. Przy obciążeniach malejących, kąt φ maleje od wartości maksymalnych do tej samej granicznej wartości. Pomijając wytrzymałość skał na rozciąganie (która dla skał kopalnianych jest tym mniejsza im większe są spękania) można przyjąć, że kąt φ jest tym większy im mniejsza jest dyslokacja skał; sprowadza to się w znacznym stopniu do przyjęcia zamiast krzywej naprężeń wewnętrznych, odcinka prostej.

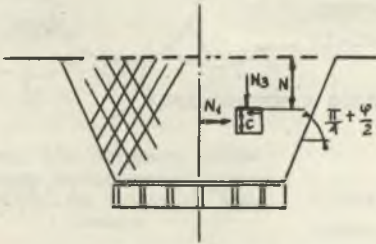
Z chwilą gdy naprężenie OM (rys. 30) osiągnie wartość graniczną i tworzy z prostą OC kąt φ , rozpocznie się przemieszczenie zgodnie z jej kierunkiem. Powstają linie przemieszczeń, pomiędzy którymi materiał może trwać w równowadze. Wewnątrz strefy znajdującej się w równowadze, powstają niewielkie naprężenia którym towarzyszą z kolei niewielkie deformacje a które można przyjąć jako funkcje liniowe obciążeń. Możemy zatem stosować prawa odnoszące się do sprężystości. Natomiast wzdłuż linii dużych przemieszczeń, stosować można wyłącznie prawa ogólne oraz wzór (1.31). Należy podkreślić tutaj rolę wody. Badania wykonane na próbkach gliny w naczyniu zamkniętym w stanie trójosiowym naprężenia przy proporcji wody = const wykazały, że zachowanie się takiego materiału odpowiada $N_3 - N_1 = \text{const}$. Krzywa naprężeń w takim przypadku zredukowana jest do 2 prostych. Podobny wykres naprężeń otrzymamy dla łupków silnie nawilgoconych, w pewnej odległości od wyrobiska (patrz rys. 21); w strefie przyprzodkowej łupki są w stanie oddzielać wodę, co powoduje powrót wielkości φ do wartości $\neq 0$.

Niemniej dla wszystkich skał jest prawdopodobne, że przy bardzo dużych naprężeniach $\varphi = 0$, mówimy wtedy że ciało to jest plastyczne. Określenie "tarcie wewnętrzne" będziemy stosować dla przypadków gdy $\varphi \neq 0$ i gdy pominiemy wytrzymałość skały na rozciąganie.

Zastosowanie powyższych rozważań w praktyce

Przytoczmy przypadki skrajne zapożyczone od Van Itesena [2, 96]:

- a) nad obudową ściśliwą znajduje się ośrodek sproszkowanego węgla (rys.31). W dowolnym punkcie tego ośrodka zachodzi:



$$N_3 = dz \quad (1.32)$$

gdzie:

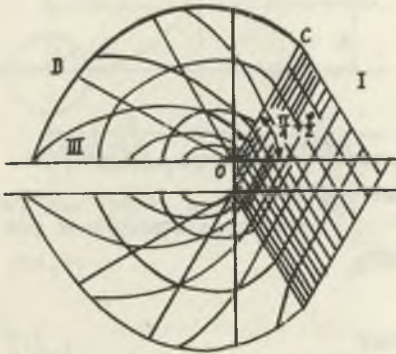
- d - gęstość,
- z - odległość od powierzchni odniesienia

Rys. 31. Wykres przemieszczeń w przypadku obudowy ściśliwej i masy rozdrobnionej nad obudową

$$N_1 = \frac{1 - \sin\varphi}{1 + \sin\varphi} dz \quad (1.33)$$

$$C = 0 \quad (1.34)$$

Linie przemieszczeń tego punktu wykazują kierunek:



$$\frac{\pi}{4} \pm \frac{\varphi}{2}$$

Rys. 32. Wykres odkształcenia postaciowego przy ciśnieniu górotworu równym const

- b) nad obudową znajduje się ośrodek syty przy założeniu jednorodności obciążeń pionowych P_1 działających na węgiel oraz P_2 działających na obudowę (pominięto ciężar węgla zdekonsolidowanego)

Linie przemieszczeń dla tego przypadku podano na rys. 32. W płaszczyźnie OC naprężenie normalne n oraz naprężenie występujące przy przemieszczaniu C

można wyrazić następująco:

$$n = \frac{\sin\varphi \cos\varphi}{1 + \sin\varphi} P_1 \quad (1.35)$$

$$C = \frac{\cos\varphi}{1 + \sin\varphi} P_1 \quad (1.36)$$

W sektorze I ciśnienie pionowe jest zawsze równe P_1 , natomiast ciśnienie poziome (P_2) ma postać:

$$P_2 = P_1 i \quad (1.37)$$

gdzie:

i - współczynnik bocznego rozpięcia (parcia), wyrażamy wzorem:

$$i = \frac{1 - \sin\varphi}{1 + \sin\varphi} \quad (1.38)$$

W sektorze III ciśnienie P_2 zależy od P_1 zgodnie z wyrażeniem:

$$\frac{P_2}{P_1} = i e^{-\pi \operatorname{tg}\varphi} \quad (1.39)$$

Zatem, dla: $\varphi = 45^\circ$ będzie

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{135}$$

dla: $\varphi = 50^\circ$ będzie

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{320}$$

Czyli, że obudowa w takim przypadku jest znacznie obciążona, (w przybliżeniu do wielkości ciężaru zdekonsolidowanego węgla)

$$n = (1 - \sin\varphi) e^{-\pi \operatorname{tg}\varphi} P_1 \quad (1.40)$$

$$c = \frac{\sin\varphi \cos\varphi}{1 + \sin\varphi} e^{-\pi \operatorname{tg}\varphi} \quad (1.41)$$

c) równowaga ciśnień przy tarciu wewnętrznym wokół wyrobiska o przekroju kołowym (pominięto ciężar zdekonsolidowanego materiału).

Wprowadźmy następujące oznaczenia:

P - ciśnienie statyczne (jednorodne) panujące wewnątrz masywu,

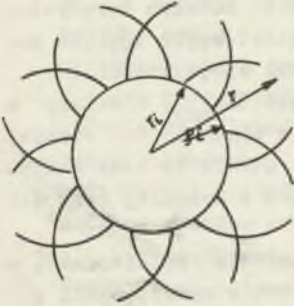
P_1 - reakcja obudowy na otaczający masyw,

r_i - promień wyrobiska,

n_r - naprężenie radialne w ośrodku syfkim o promieniu r .

Dla ośrodka sypkiego, przyjmując sytuację jak na rys. 33 naprężenie radialne będzie mieć postać:

$$\sigma_r = P_1 \left(\frac{r}{r_i}\right) \frac{1 - \sin\varphi}{2\sin\varphi}; \quad P_1 > 0 \quad (1.42)$$



Rys. 33. Schemat górotworu naruszonego prowadzeniem chodnika kołowego

Jest to tzw. obciążenie aktywne obudowy. W przypadku przeciwnym tzn. przy pasywnym obciążeniu obudowy (gdy obudowa poddaje się bez oporu występującym obciążeniom) naprężenie radialne przyjmie postać:

$$\sigma_r = P_1 \left(\frac{r_i}{r}\right) \frac{2\sin\varphi}{1 + \sin\varphi} \quad (1.43)$$

Z uwagi na ciągłość, przemieszczenia plastyczne kończą się w odległości R od ośrodka i można stosować prawa teorii sprężystości

$$\frac{P_1}{\sigma} = (1 - \sin\varphi) \left(\frac{r_i}{R}\right)^{\frac{2\sin\varphi}{1 - \sin\varphi}} \quad (1.44)$$

Np. dla $\varphi = 45^\circ$, otrzymamy:

$$\left(\frac{R}{r_i}\right)^{4,83} = 0,293 \frac{P_1}{\sigma} \quad (1.45)$$

Dla odległości R, naprężenie pionowe (rys. 34) może osiągnąć wartość maksymalną:

$$C = (1 + \sin\varphi)P \quad (1.46)$$

tzn.:

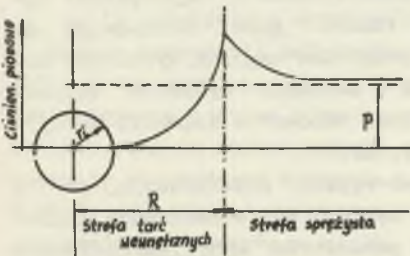
$$C \cong 1,7 P \quad (1.47)$$

gdy $\varphi = 45^\circ$.

III.1.5. Wnioski końcowe

Na podstawie rozważań przeprowadzonych w powyższej pracy, autor formułuje następujące wnioski:

1. Badania związku gaz-węgiel wskazują, że gaz nie może wydzielać się z węgla w sposób tak nagły, żeby tłumaczyło to wybuchowy charakter wyrzutu. Przeprowadzone obliczenia wskazują, że praca gazu w czasie jego



Rys. 34. Wykres kształtowania się naprężenia pionowego

rozprężania nie jest w stanie dokonać zniszczenia węgla i tym samym zainicjować zjawisko wyrzutu.

2. Węgla z pokładów zagrożonych wyrzutami charakteryzują się wysoką wartością współczynnika Poissona ($\nu \rightarrow \frac{1}{2}$) oraz niskim modułem sprężystości, rzędu: $E = 50.000 \text{ kg/cm}^2$ [4,905 MPa]; natomiast węgle tąpnięte posiadają niski współczynnik Poissona i wysoki moduł sprężystości.
3. Odległość strefy maksymalnej koncentracji naprężeń ($\sigma_{z \max}$) zależy w głównej mierze od kąta tarcia wewnętrznego (φ); w węglach o niskiej wartości kąta φ (tzn. o zniszczonej strukturze) strefa ta leży w większej odległości od czoła frontu aniżeli w węglach o wysokiej wartości kąta φ .
4. Prowadzone badania na węglach Zagłębia de Cevennes nie potwierdzają w pełni wyników prac [33, 56] dotyczących oceny stopnia wyrzutowości pokładu na podstawie wskaźnika prędkości desorpcji ΔP_{0-30}^* .
5. Istotnym czynnikiem w problematyce wyrzutów jest charakter skał otaczających; stropy sztywne są zdecydowanie bardziej niebezpieczne od stropów plastycznych (łupki) w związku z możliwością akumulowania znacznie większych ilości energii sprężystej.
6. Istnieje znaczna analogia między zjawiskiem wyrzutu a tąpnięciem: tąpnięciom towarzyszą niejednokrotnie duże ilości gazu, dochodzące do 50.000 m^3 a więc w ilości zbliżonej do przypadku nagłych wyrzutów. Autor podaje również przykłady tragicznych w skutkach wyrzutów (między innymi na kop. "Wacław" w 1930 r. oraz kop. "Crows" w Kolumbii Brytyjskiej), które zaistniały na skutek tąpnięcia.
7. Prowadzone badania nad związkami woda-gaz-węgiel potwierdzają, że w wyniku wtłaczania wody pod ciśnieniem w caliznę węgla następuje wypieranie gazu przez wodę oraz zmniejszenie parametrów wytrzymałościowych węgla. Wilgoć wpływa też na zmniejszenie zdolności absorpcyjnej węgla. Wobec powyższego wydaje się celowym wprowadzenie nawadniania calizny węgla wodą jako sposobu zapobiegania wyrzutom.
8. Autor postuluje zastąpienie terminu "wyrzuty gazu i węgla", terminem "wyrzuty gazów i skał" w związku z tym, że w procesie wyrzutu bierze udział ok. 5-6 razy większa objętość węgla w stosunku do wyrzuconej objętości, jak również, że w prawie każdym wyrzucie w masie powyrzutowej występuje również druzgot skał płonnych.
9. Zjawisko wyrzutu wydaje się być dobrze tłumaczone w następujący sposób: w wyniku zwiększonego nacisku górotworu węgiel nasycony gazem szybko traci kohezję, jednocześnie wzrasta wielkość współczynnika parcia (bocznego rozpierania); powoduje to przekroczenie granicznej wytrzymałości calizny węglowej i gwałtowne wypychanie węgla do wybranej przestrzeni. Po zainicjowaniu procesu niszczenia węgla główną rolę przejmuje rozprężający się gaz, który powoduje pneumatyczny transport węgla w wyrobisku.

10. Zjawiska tąpnięć związane są ściśle z wysoką mechaniczną wytrzymałością pokładu oraz wysokimi naprężeniami panującymi w pokładzie. Mocne węgle odznaczają się dużą kohezją, która powoduje opóźnienie pęknięcia. Pęknięcie calizny wystąpi po pewnym czasie w sposób gwałtowny obejmujący znaczną część pokładu w wyniku przekroczenia granicznej wytrzymałości węgla, co spowoduje gwałtowne wyładowanie energii sprężystej nagromadzonej w węglu a tym samym zaistnienie tąpnięcia.
11. Istotną rolę w problematyce wyrzutów posiada również czynnik czasu; który może wpływać na wzrost lub malenie stanu naprężenia w eksploatowanym pokładzie.
12. Najbardziej właściwym systemem eksploatacji jest stosowanie długich ścian z zawałem stropu przez co eliminuje się strefy dużych koncentracji naprężeń oraz obniża się ich amplitudę zmienności.
13. Najbardziej optymalną obudowę stosowaną w wyrobiskach (tak ścianowych jak i przygotowawczych), w których istnieje niebezpieczeństwo zaistnienia wyrzutu jest obudowa sztywne.
14. Najskuteczniejszym sposobem walki z wyrzutami wydaje się być sposób odprężającego wybierania pokładów; sposób taki powoduje znaczne obniżenie koncentracji naprężeń w pokładach sąsiednich ich częściowe odgazowanie jak również powoduje redukcję spekania węgla w tych pokładach, czyli zwiększenie wytrzymałości mechanicznej.

Dalsze rozważania nad mechanizmem wyrzutów R. Coeuillet podaje w pracy [23]. Autor wyróżnia cztery fazy w procesie powstawania i rozwoju wyrzutu. Faza pierwsza i druga ujmuje wyzwalamie się pewnych ilości energii potencjalnej skał na skutek zmiany stanu naprężeń w górotworze. W fazach tych dokonuje się wstępne spekanie i rozdrobnienie węgla.

W fazie trzeciej i czwartej natomiast zasadniczą rolę w procesie wyrzutu przyjmuje gaz zawarty w węglu, początkowo gaz w stanie wolnym, a następnie gaz zasorbowany przez węgiel. W wyniku tego następuje ostateczne rozdrobnienie węgla i "pneumatyczny" transport mieszaniny gazu i węgla do wyrobisk.

W zakończeniu pracy autor sugeruje program badań, z którego wynika, że pierwszoplanowymi zagadnieniami powinny być:

- prowadzenie stałych obserwacji pokładu zagrożonego wyrzutami przy pomocy metod sejsmicznych,
- badania właściwości fizykomechanicznych węgla (skał); głównie współczynnika Poissona i modułu sprężystości,
- badanie pneumatycznego charakteru transportu masy gazowo-skalnej w wyrobiskach kopalni,
- prowadzenie obserwacji wszelkich oznak poprzedzających wyrzuty.

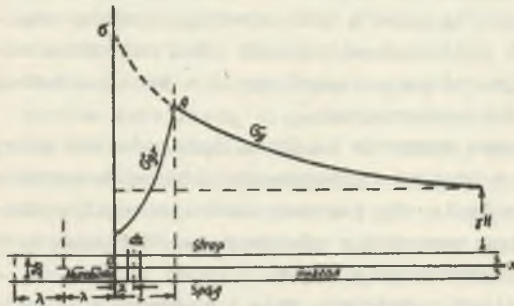
III.2. Model wyrzutu węgla i gazu według W.G. Cmoszynskiego

Ujmuje fazę przygotowawczą zjawiska wyrzutu węgla i gazu, w której węgiel pod wpływem ciśnienia eksploatacyjnego ulega rozkruszeniu, co zapoczątkowuje proces powstawania wyrzutu. W pracy przeanalizowano podstawowe przyczyny wpływające na możliwość rozkruszenia węgla w pobliżu wyrobiska oraz wpływ ciśnienia górotworu na powstawanie zjawiska nagłego wyrzutu węgla i gazu.

W rozważaniach ujęto również funkcję czasu, która wpływa na zmianę rozkładu naprężeń w pobliżu wyrobiska pokładu zagrożonego wyrzutami węgla i gazu.

Rozkład ciśnienia eksploatacyjnego. Strefa rozkruszenia węgla

Naprężenia normalne w pokładzie przed wykonaniem wyrobiska określa się w zależności od ciśnienia górotworu. W sąsiedztwie wyrobiska powstaje



Rys. 35. Wykres ciśnienia eksploatacyjnego w pokładzie węgla

zmiana rozkładu naprężeń, ponieważ część pokładu na którym leżała warstwa nadległych skał ulega wybraniu. Teoretyczne badania [30, 79] i dane eksperymentalne [89] obrazują, że naprężenia w kierunku od przodku w głąb pokładu maleją (rys.35). W przodku koncentracja naprężeń okazuje się największa. W związku z tym w strefie L zachodzi częściowe rozkruszenie węgla. W wyniku rozkruszenia węgla naprężenia normalne σ_y w

otoczeniu wyrobiska obniżają się, ponieważ rozkruszony węgiel nie jest w stanie przenieść poprzedniego obciążenia. Wykres rozkładu naprężenia składa się z 2 gałęzi: wzrastającej σ_{yr} i opadającej σ_y z charakterystycznym maksimum w środku strefy ciśnienia oporowego (eksploatacyjnego).

Strefę L nazwano strefą rozkruszenia lub strefą przemieszczania się węgla do wyrobiska pokładu zagrożonego wyrzutami.

W celu określenia naprężenia σ_{yr} w strefie przemieszczenia napiszemy równanie granicznej równowagi pewnego (dowolnego) elementu dx leżącego przed przodkiem w odległości x (rys. 35).

W stronę wyrobiska działa siła bocznej ciśnienia skał nadległych, którą wyraża się następująco:

$$\sigma_x = 2h(\sigma_{xr} + \frac{\partial \sigma_{xr}}{\partial x} dx) \tag{2.1}$$

powodująca przemieszczanie się węgla do wyrobiska.

Temu przemieszczeniu przeciwstawia się siła tarcia postaci:

$$\sigma_f = 2\sigma_{yr} f dx \quad (2.2)$$

oraz siła postaci:

$$\sigma_x = \sigma_{2h} x r \quad (2.3)$$

gdzie:

$2h$ - miąższość pokładu (m),

f - współczynnik tarcia węgla po węglu.

Dla uproszczenia zakładamy, że wysokość wybranej przestrzeni równa jest miąższości pokładu.

Rzutuując powyższe siły na oś poziomą otrzymamy:

$$2h(\sigma_{yr} + \frac{d\sigma_{yr}}{dx} dx) - 2h\sigma_x r - 2\sigma_{yr} f dx = 0 \quad (2.4)$$

Uwzględniając, że współczynnik ciśnienia bocznego ξ charakteryzuje stosunek przyrostu ciśnienia poziomego do pionowego [46] tj.:

$$\xi = \frac{d\sigma_x r}{d\sigma_{yr}} \quad (2.5)$$

równanie równowagi w tym przypadku przyjmie postać:

$$\frac{d\sigma_{yr}}{dx} \xi h - \sigma_{yr} f = 0 \quad (2.6)$$

a jego całka ogólna będzie mieć postać:

$$\ln \sigma_{yr} = \frac{f}{\xi h} x + C_1 \quad (2.7)$$

Dowolną stałą C_1 można znaleźć jeśli założymy, że na krawędzi pokładu naprężenie σ_{yr} równe jest spójności węgla C , co odpowiada granicznemu stanowi naprężenia w węglu tzn. że dla:

$$x = 0 \quad i \quad \sigma_{yr} = C$$

wartość C_1 jest równa:

$$C_1 = \ln C. \quad (2.8)$$

Wstawiając wartość dowolnej stałej do powyższego równania a następnie logarytmując je znajdziemy wartość naprężenia odpowiadającą gałęzi wznoszącej wykresu ciśnienia skał:

$$\sigma_{yr} = C e^{\frac{f\sigma}{\mu\xi}} \quad (2.9)$$

Współczynnik tarcia wyraża się przez kąt tarcia wewnętrzznego równością:

$$f = \operatorname{tg}\varphi \quad (2.10)$$

gdzie:

φ - kąt tarcia wewnętrzznego (rd).

Współczynnik ciśnienia bocznego (ξ) w teorii sprężystości [6, 34] określa się ze stosunku:

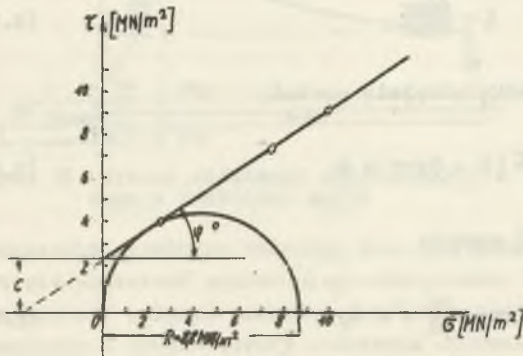
$$\xi = \frac{\mu}{\mu-1} \quad (2.11)$$

gdzie:

μ - współczynnik Poissona (wyrażony ułamkiem).

W mechanice gruntów [25] ten współczynnik określa się następująco:

$$\xi = \operatorname{tg}^2(45^\circ - \frac{\varphi}{2}). \quad (2.12)$$



Rys. 36. Określenie kąta tarcia wewnętrznego (φ) oraz spójności (C) dla węgla PŻ

Spójność (kohezję) węgla i kąt tarcia wewnętrzny (φ) określa się badaniami laboratoryjnymi.

Przykład określania C i φ dla węgla marki PŻ przy badaniu w aparacie bezpośredniego ściskania pokazano na rys. 36.

Z wyrażenia (2.9) wynika, że

naprężenie w strefie rozkruszenia węgla zasadniczo zależy od charakterystyk wytrzymałościowych tych ostatecznych tj. od spójności i współczynnika tarcia, a nie zależy od głębokości zalegania pokładu. Taki dowód można znaleźć w pracach Sokołowskiego [81] i Ruppeneita [76] odnoszących się do badania stanu granicznego naprężenia skał dla przypadku dwuwymiarowych zadań. Dla oceny rozkładu naprężeń sprężystych σ_{yr} należy wyjść z teorii sprężystości. Przykładowo izotropową nieważką płaszczyznę osłabioną prostokątnym wyrobiskiem rozwiązano w pracach [30, 79]. Z powodu złożoności ostatecznych wzorów wyniki wyznaczonych naprężeń we wspomnianych wyrobi-

skach przedstawiono nie w formie analitycznej lecz w postaci tablic i graficznych izolinii. W niniejszej pracy do dalszych badań potrzebna będzie analityczna forma przedstawienia naprężeń.

Jak wiadomo [1] dokładne rozwiązanie może być aproksymowane pewną funkcją spełniającą warunki na konturze i zgodne z dokładnym rozwiązaniem w przedziałach między konturami.

W tym celu dla wyznaczenia G_y posłużono się istniejącym rozwiązaniem [30] przedstawiając je aproksymowaną funkcją postaci:

$$G_y = \gamma H \left(1 + K e^{-\frac{X}{\lambda}} \right) \quad (2.13)$$

gdzie:

H - ciśnienie górotworu działające na pokład przed wydrążeniem wyrobiska (γ - ciężar właściwy skał nadległych, T/m^3 ; H - głębokość zalegania pokładu, m),

λ - połowa szerokości wyrobiska (m),

X - współrzędna, położenie której mierzy się od płaszczyzny przodku (m).

Dla X = 0 z równania (2.13) otrzymamy:

$$G_y = \gamma H (1 + K) \quad (2.14)$$

gdzie:

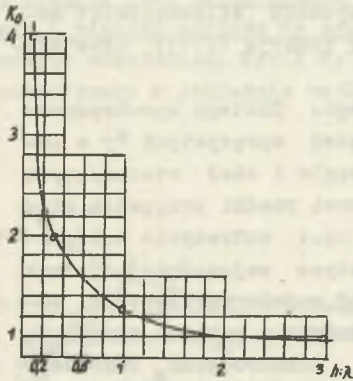
$1+K = K_0$ - współczynnik koncentracji naprężeń na krawędzi przekroju po osi wyrobiska ($K_0 > 1$).

Wobec tego $K = K_0 - 1$. Znaczenie wartości K_0 wg danych Sawina i innych [30] pokazano na rys. 37.

Ponieważ eksperymentalne funkcje są stabilizowane i można je znaleźć w wielu pracach, za pomocą wzoru (2.13) łatwo określić rozkład naprężeń G_y w płaszczyźnie normalnej osi wyrobiska przygotowawczego (chodnika), jak również w caliznie wzdłuż ociosów komory. W takim przypadku λ będzie równe w pierwszym przypadku promieniowi chodnika a w drugim połowie szerokości komory.

W wyrobiskach eksploatacyjnych (ściany) w początkowym stadium eksploatacji do pierwszego zawału (rabowania) wykresy naprężeń określa formuła (2.13) - w przypadku filarów wykresy będą symetryczne.

Po pierwszym zawale symetria wykresu ciśnienia eksploatacyjnego w caliznie i podsadzce zostanie naruszona. Jednakże naprężenia powstające od strony podsadzki tylko w nieznacznym stopniu będą wpływać na wykres naprężeń w pokładzie, wynika to bezpośrednio ze znanej zasady San-Venanta [34], z



Rys. 37. Zależność współczynnika koncentracji naprężeń od grubości pokładu i szerokości wyrobiska

której wynika że rozkład naprężeń sprężystych w pewnej odległości od konturu praktycznie nie zależy od sposobu mocowania krawędzi oraz warunków przyłożenia na niej obciążenia. Przykładowo rozkład naprężeń sprężystych w całości przed frontem wyrobiska ścianowego w bardzo małym stopniu zależy będzie od wytrzymałości skał w zawale. Dlatego wzorem (2.13) można w przybliżeniu określić wielkość składowej naprężenia σ_y dla strefy przed wyrobiskiem ścianowym. Przy czym mogą tu zaistnieć 3 następujące przypadki:

1. Przy pełnym zawale λ równe jest połowie odległości od krawędzi przodka do pierwszego rzędu obudowy względnie linii kaszt.
2. Przy podsadce częściowej λ równa się połowie odległości od krawędzi przodka do pierwszego rzędu obudowy lub linii kaszt.
3. Przy płynnym uginaniu się stropu λ równa się połowie odległości od krawędzi do punktu zetknięcia się stropu ze spągiem.

Wymiar wybranej przestrzeni znacznie wpływa na wielkość składowej σ_y .

Z praktyki wiadomo [31], że przy małych λ np.: dla wyrobisk przygotowawczych strefa rozprzestrzeniania się naprężeń sprężystych w płaszczyźnie normalnej do osi wyrobiska (rys. 35) wynosi kilka metrów (strefa wpływu wyrobiska, strefa zaburzenia i strefa anomalii naprężeń).

Dla wyrobisk ścianowych z kolei strefa ta może wynosić kilkadziesiąt metrów. Zgadza się to w zupełności z aproksymowaną funkcją (2.13), czym większa jest wartość λ tym większa jest strefa L_0 .

Rozwiązanie Sawina dotyczy ośrodka izotropowego. Dlatego aproksymowana funkcja (2.13) pozwala określić rozkład naprężeń sprężystych σ_y w pokładzie dla przypadku, gdy moduły sprężystości węgla i skał otaczających są bliskie co do wartości. Takie porównanie stanowi rzadki przypadek, który jest możliwy przy dostatecznie silnym węglu, np.: antracycie wciśniętym między stosunkowo słaby strop i spąg. W praktyce najczęściej jednak moduł sprężystości stropu jest znacznie wyższy od modułu sprężystości węgla, wskazuje to na zmiany stanu naprężeń w pokładzie w pobliżu wyrobiska, co należy koniecznie uwzględnić w obliczeniach. Różnorodność $\frac{E_y}{E_k}$ twardości stropu i pokładu węgla można ująć drogą wprowadzenia stosunku $\frac{E_y}{E_k}$ tak jak uczynili to G.J. Pokrowski [79] i N.N. Iwanow [55].

$$h_{ek} = h \sqrt{\frac{E_y}{E_k}} \quad (2.15)$$

gdzie:

- $2h_{ek}$ - ekwiwalentna grubość pokładu [m],
- E_k - moduł sprężystości stropu bezpośredniego [kg/cm^2],
- E_y - moduł sprężystości węgla [kg/cm^2],
- m - wykładnik potęgi, zmieniający się do 2 do 3,
- $2h$ - faktyczna grubość pokładu [m].

Dla materiałów sprężystych $m = 3$, dla plastycznych $m = 2$, dla gruntów $m = 2,5$. Wyrażenie (2.15) oznacza, że pokład węgla o miąższości $2h$, z modułem E_y można zastąpić (po określeniu naprężeń) warstwą o miąższości $2h_{ek}$. Tak więc wartość $2h_{ek}$ jest obliczoną miąższością pokładu. Ponieważ współczynnik koncentracji naprężeń zależy od miąższości pokładu $2h_{ek}$, on będzie także zależeć od stosunku twardości stropu i węgla. Przykładowo, jeżeli wielkość E_y bliska jest co do wartości E_k a stosunek $h : \lambda$ stanowi wielkość rzędu 1:1, to współczynnik koncentracji naprężeń K_0 (rys. 37) będzie równy 1,3, stąd $K = 1,3 - 1 = 0,3$.

W przypadku, gdy moduł sprężystości węgla jest 3 razy mniejszy od modułu sprężystości skał otaczających, wzór (2.15) przyjmie postać:

$$h_{ek} = h \sqrt{0,33} \text{ [m]} \quad (2.16)$$

Tak więc przy tym samym wymiarze wyrobiska stosunek $h_{ek} : \lambda$ wyniesie 0,58. Gdy współczynnik koncentracji naprężeń $K_0 = 1,58$, to również różnica $k = 1,58 - 1$ wzrasta prawie 2 razy.

Tak więc im większa jest twardość stropu w stosunku do twardości węgla, tym większy jest współczynnik koncentracji naprężeń sprężystych. a tym samym i większa wartość σ_y oraz strefa L_0 wpływu wyrobiska.

Operując wartościami σ_y i σ_x można sporządzić pełny wykres ciśnienia eksploatacyjnego w pokładzie wzdłuż boków wyrobiska.

Ciśnienie eksploatacyjne przed frontem wyrobiska eksploatacyjnego inaczej nazwano ciśnieniem oporowym [5, 31].

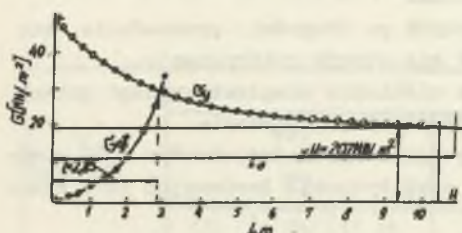
Poniżej podano przykład określenia ciśnienia oporowego dla wyrobiska ścianowego.

Dane: $\gamma H = 207 \text{ kg/cm}^2$ [20,307 MPa],
 $2\lambda = 5 \text{ m}$, $2h = 1,1 \text{ m}$, $\xi = 0,7$, $c = 12$,
 $\varphi = 22^\circ$, $f = \text{tg } \varphi = 0,4$, stosunek
 $E_y : E_k = 1:2$. Ze wzoru (2.15) można znaleźć ekwiwalentną miąższość pokładu $h_{ek} = 0,55 \sqrt{0,5} = 0,385 \text{ m}$,

stosunek $h_{ek} : \lambda = 0,385 : 2,5 = 0,154$. Z wykresu na rys. 37 odczytujemy wartość współczynnika K_0 który wynosi 2,4, stąd:

$$k = 2,4 - 1 = 1,4.$$

Wyniki obliczeń wykonanych przy pomocy wzorów (2.9) i (2.13) pokazano w tabeli III.4 a wykres ciśnienia eksploatacyjnego (ciśnienia oporowego) pokazano na rys. 38.



Rys. 38. Wykres obliczonego ciśnienia eksploatacyjnego

Tabela III.4

x, cm	$\frac{x}{\lambda}$	$e^{-\frac{x}{\lambda}}$	$1+ke^{-\frac{x}{\lambda}}$	G_y kG/cm ²	$\frac{fx}{h\xi}$	$\frac{fx}{h\xi}$ $e^{-\frac{x}{\lambda}}$	G_{yr} kG/cm ²
0,0	0,00	1,00	2,40	496	0,00	1,00	12
25	0,10	0,90	2,25	468	0,29	1,34	16
50	0,20	0,82	2,14	444	0,57	1,77	21
75	0,30	0,74	2,04	421	0,86	2,36	28
100	0,40	0,67	1,94	402	1,14	3,13	37
125	0,50	0,61	1,85	382	1,43	4,18	50
150	0,60	0,55	1,76	364	1,72	5,58	67
175	0,70	0,49	1,69	351	2,00	7,39	88
200	0,80	0,45	1,63	337	2,29	9,88	118
225	0,90	0,41	1,57	327	2,58	13,19	158
250	1,00	0,37	1,51	313	2,86	17,46	209
300	1,20	0,31	1,42	294	-	-	-
400	1,60	0,20	1,28	266	-	-	-
600	2,40	0,09	1,13	233	-	-	-
800	3,20	0,04	1,06	218	-	-	-
1000	4,00	0,02	1,03	212	-	-	-

Z rysunku tego wynika, że współrzędna odpowiadająca punktowi przecięcia się gałęzi równa się 2,85 m i odpowiada strefie skruszenia lub strefie przemieszczania się węgla do wyrobiska.

Przy niezmiennych warunkach geologicznych po długości przesuwania się ściany będzie odpowiednio przemieszczać się strefa rozkruszenia.

Przedstawiona powyżej metoda obliczenia ciśnienia eksploatacyjnego prowadzi do uproszczonego określania wymiarów stref rozkruszenia.

Wykorzystując fakt, że w centrum strefy oporowego ciśnienia $G_{yr} = G_y$ strefę rozkruszenia można wyrazić w formie analitycznej. Porównując lewe strony równań (2.9) i (2.13) otrzymamy:

$$\gamma H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) = C e^{\frac{fx}{h\xi}} \quad (2.17)$$

skąd otrzymujemy, że strefa rozkruszenia rozciąga się do współrzędnej $x=L$. Jednakże dokładne określenie wartości x jest utrudnione przestępnnością lewej strony równania (2.17). Uwzględniając fakt, że strefa rozkruszenia jest mała w porównaniu ze strefą naprężeń sprężystych tj.: $L \ll L_0$, lewą

część równości można przedstawić w postaci $\gamma H(1 + k)e^{-\frac{x}{\lambda}}$.

Obliczenia wskazują, że to przekształcenie nie wpływa istotnie na dokładność wyników. W tym i w drugim przypadku naprężenia na powierzchni przodku będą jednakowe. Uwzględniając ostatnie spostrzeżenie, można napisać:

$$\gamma H(1+k)e^{-\frac{x}{\lambda}} = C e^{\frac{fx}{h\xi}} \quad (2.18)$$

logarytmując powyższe wyrażenie otrzymamy:

$$\ln \frac{(1+k)\gamma H}{C} = \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{f}{h\xi}\right)x \quad (2.19)$$

Stąd znajdujemy długość strefy rozkruszenia:

$$L = \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda}\right) + \frac{f}{h\xi}} \ln \frac{(k+1)\gamma H}{C} \quad (2.20)$$

Dla wyrobisk ścianowych stosunek $\frac{1}{\lambda}$ będzie mały w porównaniu z wartością $\frac{f}{h\xi}$ i dlatego wielkość $\frac{1}{\lambda}$ można pominąć. Uwzględniając także fakt, że $K = K_0 - 1$ równanie (2.20) dla wyrobisk ścianowych przyjmie postać:

$$L = \frac{h\xi}{f} \ln \frac{\gamma H K_0}{C} \quad (2.21)$$

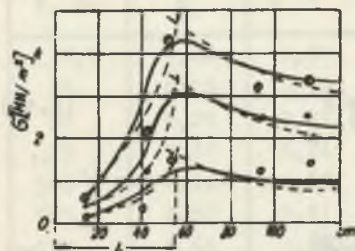
W tabeli III.5 podano wielkości stref rozkruszenia węgla dla różnych wielkości γH , φ , C charakterystycznych dla kopalń rejonu Makiejewskiego w Donbassie. Obliczenia wykonano przy pomocy wzoru (2.20). Do obliczeń przyjęto: $2\lambda = 5$ m, $2h = 1,5$ m, $\gamma = 2,3$ t/m³ [2,3 Mg/m³], $\xi = 0,7$, $K_0 = 2,4$.

Tabela III.5

C [kg/cm ²]	H, [m]								
	400			700			900		
	φ°			φ°			φ°		
	15	25	35	15	25	35	15	25	35
1,0	5,9	4,0	3,1	6,5	4,4	3,5	6,8	4,6	3,6
2,0	5,4	3,5	2,7	5,8	3,9	3,0	6,0	4,1	3,2
5,0	4,1	2,8	2,2	5,0	3,4	2,6	5,4	3,3	2,7
10,0	3,4	2,3	1,8	4,0	2,7	2,1	4,3	2,9	2,3
15,0	2,9	2,0	1,5	3,6	2,4	1,9	3,8	2,6	2,0
20,0	2,6	1,7	1,4	3,2	2,2	1,7	3,5	2,4	1,9
30,0	2,2	1,5	1,2	2,8	1,9	1,5	3,0	2,1	1,7

Rozkład ciśnienia eksploatacyjnego prowadzono również w laboratoriach badawczych IGD AN SSSR. Stanowisko badawcze wykonano w postaci matrycy z odkrytą częścią przednią, co pozwalało imitować przemieszczanie się węgla pod wpływem ciśnienia do wyrobiska. Nacisk na imitowany pokład węgla wy-

tworzano 2 pasami o całkowitym nacisku 300 ton. Doświadczenie przeprowadzono na silnie sprasowanych węglach, które posiadały zbliżone własności fizykomechaniczne do węgla mocno rozartych. Długość "pokładu" wynosiła 133 cm, a miąższość 14 cm. "Ciśnienie eksploatacyjne" mierzono przy pomocy czujników podłączonych do oscylografu. Wykres ciśnienia eksploatacyjnego otrzymany drogą doświadczalną przedstawiono na rys. 39 (linia ciągła).



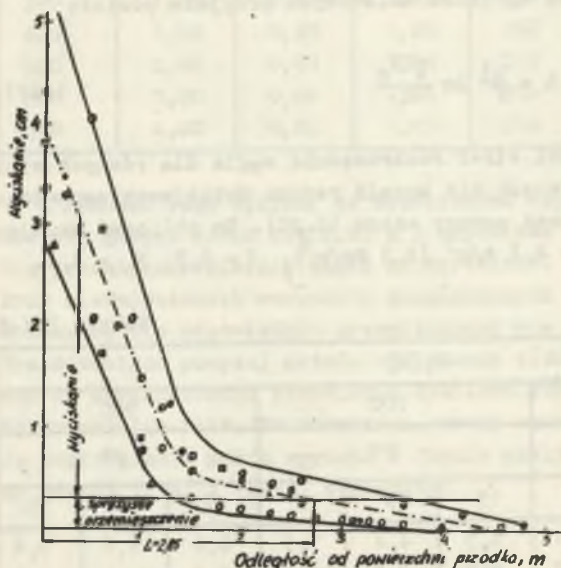
Rys. 39. Wykres rozkładu ciśnienia eksploatacyjnego określanego eksperymentalnie

Po "udostępnieniu pokładu" na wykresie ciśnienia eksploatacyjnego powstają 2 krzywe σ_y i σ_x , przecięcie których określa wielkość strefy rozkruszenia L. Prace eksperymentalne potwierdzają prawidłowość zasad, które leżą u podstaw teoretycznego sposobu

określania wielkości składowych naprężeń σ_y i σ_x (krzywa punktowa) jak również wielkości strefy rozkruszenia L.

Wielkości tych stref udało się również mierzyć bezpośrednio w warunkach kopalnianych. Prace tego typu prowadzono latem 1956 r. Stacje doświadczalne zainstalowano na długości 20-80 m od chodnika odstawczego w ścianach nr 9 i 13 kopalni 17 bis kombinatu Rutczenkowugol. Metodyka prac eksperymentalnych była następująca:

W otworze wiertniczym wywierconym w środku pokładu wtłoczono na głębokość 8 m drewniany bolec, który stykał się na końcu z metalowym stożkiem. Do końca stożka przyczepiono giętą linkę, która przechodziła przez osadzoną rurę i podłączona była do



Rys. 40. Wykres wyciskania i strefy rozkruszenia węgla

katę się na końcu z metalowym stożkiem. Do końca stożka przyczepiono giętą linkę, która przechodziła przez osadzoną rurę i podłączona była do indikatora systemu Maksimowa, ustawionego na słupie w wybranej przestrzeni. Zakładano, że w czasie przesuwania się wyrobiska ścianowego metalowy stożek zacznie się przesuwać wraz z węglem do wyrobiska i że tą drogą będzie można określić granicę przemieszczania się węgla do wyrobiska. Wyniki pomiarów wyciskania pokładu oraz wielkości strefy rozkruszenia (zniszczenia)

przedstawiono na rys. 40. Z załączonego rysunku wynika, że strefa przemieszczania się węgla do wyrobiska dla badanej ściany wynosi ok. 3 m. Szczególnie wyraźne przemieszczanie się węgla do wyrobiska zaznacza się w odległości 1,4 m. Strefa rozkruszenia dla badanej ściany nr 9 obliczona wzorem (2.20) wyniosła 2,85 m.

Zmiana ciśnienia eksploatacyjnego w czasie

Na wstępie rozpatrzono przypadek zmiany ciśnienia eksploatacyjnego w czasie dla nieobudowanych wyrobisk przygotowawczych w płaszczyźnie normalnej do osi chodnika względnie komory. Założono, że po wydrążeniu wyrobiska węgiel zostaje w postaci nienaruszonej. Naprężenia sprężyste σ_y rozprzestrzeniają się z szybkością zgodnie z pracą [34] około 5 km/sek. Można przyjąć również, że przy kolejnym wybieraniu normalne naprężenia sprężyste σ_y ustalać się będą praktycznie chwilowo. Naprężenia σ_{yr} , które są uzależnione od własności fizyko mechanicznych powstają nie od razu lecz tworzą się w przeciągu pewnego okresu czasu.

W strefie L obserwuje się stopniową transformację naprężeń od σ_y do σ_{yr} . Oczywiście jest, że w związku z częstym rozkruszeniem węgla w strefie L zmianę ciśnienia eksploatacyjnego należy szukać ze związku:

$$\sigma_{yt} = \sigma_y - \sigma_t \quad (2.22)$$

gdzie:

σ_{yt} - ciśnienie eksploatacyjne zmieniające się w czasie,

σ_t - wielkość naprężenia w czasie rozkruszenia węgla.

Wielkość naprężenia σ_t można również określić przez znane wielkości σ_y i σ_{yr} .

$$\sigma_t = (\sigma_y - \sigma_{yr})\psi(t) \quad (2.23)$$

gdzie:

$\psi(t)$ - na razie nieznaną funkcją czasu.

Związek między wielkościami σ_{yt} , σ_y i σ_t przedstawiono poglądowo na rys. 41. Przyczym o funkcji czasu na razie wiadomo co następuje: W chwili udostępniania pokładu funkcja $\psi(t) = 0$ stąd wynika, że również $\sigma_t = 0$ i wobec równości (2.22)

$\sigma_{yt_{t=0}} = \sigma_y$, tzn. że ciśnienie eksplo-

Rys. 41. Zmiana ciśnienia eksploatacyjnego w czasie

atacyjne określa się na opadającej krzywej wykresu.

W wyniku pełnej stabilizacji stanu naprężeń zachodzącej po rozkruszeniu się węgla przy $t = \infty$ funkcja czasu $\psi(t) = 1$, wtedy $\sigma_t = \sigma_y - \sigma_{yr}$. Wobec tego z równania (2.22) wynika, że ciśnienie eksploatacyjne określa się wzrastającą krzywą wykresu (rys. 35), tzn.:

$$\sigma_{yt}_{t=\infty} = \sigma_{yr}. \quad (2.24)$$

Z powyższej równości wynika, że funkcja czasu w pełni określa transformację naprężeń przy rozkruszaniu węgla. Jednakże przebieg tej funkcji jest nieznan. Dla określenia jej na podstawie formuły (2.23) mamy następujące warunki początkowe:

$$t = 0, \quad \sigma t = 0 \quad (2.25)$$

$$t = \infty, \quad \sigma t = \sigma_y - \sigma_{yr}.$$

Dla określania funkcji (t) skorzystano z wyrażenia różniczkowego znanego z teorii reologii [19, 80], które jest najbardziej ogólnym równaniem stanu reologicznego:

$$T \frac{d\sigma t}{dt} + \sigma t = E_y \mathcal{E} = m \frac{d\mathcal{E}}{dt} \quad (2.26)$$

gdzie:

E_y - moduł deformacji węgla,

\mathcal{E} - odkształcenie względne,

m - lepkość węgla,

T - współczynnik reologiczny, charakteryzujący czas relaksacji naprężeń przy rozkruszeniu węgla.

W przypadku, gdy stałe fizyczne (T , m) spełniają warunek: $T = m = 0$ to można zastosować zwykłe prawo Hooke'a:

$$\sigma t = E_y \mathcal{E}. \quad (2.27)$$

Warunki przy których $T \neq 0$ i $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0$ charakteryzują kruche pęknięcie węgla, reologiczne równanie stanu przyjmie wtedy postać:

$$T \frac{d\sigma t}{dt} + \sigma t = E_y \mathcal{E} \quad (2.28)$$

Przyjmując, że \mathcal{E} oznacza pełne względne odkształcenie i stosując odpowiednią transformację naprężeń od σ_y do σ_{yr} otrzymamy:

$$E_y \mathcal{E} = (\sigma_y - \sigma_{yr}) = \sigma_0. \quad (2.29)$$

Wtedy reologiczne równanie stanu przyjmie postać:

$$T \frac{d\sigma t}{dt} + \sigma t = \sigma_0 \quad (2.30)$$

Otrzymane równanie można interpretować następująco. Im większa jest prędkość zmiany stanu naprężeń tym wcześniej węgiel osiąga dany stopień rozkruszenia.

Całka ogólna równania (2.30) będzie miała postać:

$$\sigma_t = e^{-\frac{t}{T}}(\sigma_0 e^{-\frac{t}{T}} - C_2). \quad (2.31)$$

Dowolną stałą C_2 można znaleźć z warunków początkowych, gdy:

$$t = 0, \quad \sigma_t = 0, \quad C_2 = \sigma_0.$$

Podstawiając dowolną stałą do całki ogólnej otrzymamy dokładne rozwiązanie równania (2.30):

$$\sigma_t = \sigma_0(1 - e^{-\frac{t}{T}}) = (\sigma_y - \sigma_{yr})(1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (2.32)$$

w tym przypadku: $1 - \exp(-\frac{t}{T})$ stanowi szukaną funkcję czasu i stąd:

$$\psi(t) = 1 - e^{-\frac{t}{T}}. \quad (2.33)$$

Przy bezpośrednim sprawdzaniu przekonywujemy się, że funkcją czasu odpowiada warunkom (2.25).

Jeżeli $t = T$, to:

$$\sigma_t \cong 0,63(\sigma_y - \sigma_{yr}). \quad (2.34)$$

Sens fizyczny współczynnika reologicznego jest następujący: powyższe równanie równe jest liczbowo odciętej czasu, przy którym przyrost naprężeń σ_t zależy od rozkruszenia węgla w rozpatrywanej strefie stanowi w przybliżeniu 63% wartości różnicy $\sigma_y - \sigma_{yr}$.

A więc reologiczny współczynnik jest niezmiennikiem naprężeń i zależy od własności węgla. Warunek ten stanowi dobrą perspektywę dla określania współczynnika reologicznego tak w laboratorium jak i bezpośrednio w kopalniach. Ponieważ transformacja naprężeń towarzyszy wyciskaniu węgla to można z tego warunku wyznaczyć współczynnik reologiczny. Próba określenia reologicznego współczynnika dla węgla z pokładu Smoljanowski byłaby przeprowadzona na podstawie badania wyciskania węgla z pokładu nr 13 kop. 17 bis. Według wstępnych danych wartość współczynnika reologicznego jest równa $T = 5+6$ godzin. Podstawiając wyrażenie (2.33) do równania (2.23) i dalej do (2.22) otrzymamy:

$$\sigma_{yt} = \sigma_y - (\sigma_y - \sigma_{yr})(1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (2.35)$$

Zastępując σ_y i σ_{yr} odpowiednimi wartościami z równań (2.9) i (2.13) otrzymamy:

$$\sigma_{yt} = \gamma H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - \left[\gamma H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - C e^{\frac{fx}{h\zeta}} \right] (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (2.36)$$

Po elementarnych przekształceniach otrzymamy końcową postać równania dla oceny zmiany ciśnienia eksploatacyjnego w czasie przy nieruchomym przodku.

$$\sigma_{yt} = C e^{\frac{fx}{h\zeta}} + \left[\gamma H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - C e^{\frac{fx}{h\zeta}} \right] e^{-\frac{t}{T}} \quad (2.37)$$

Równanie powyższe określa wiązkę krzywych (rys. 41) zmiany ciśnienia eksploatacyjnego w chwili udostępniania pokładu ($t = 0$) do pełnej stabilizacji ciśnień odpowiadających czasowi $t = \infty$ oraz w okresie czasu $0 \leq t \leq \infty$ w przedziale $0 \leq x \leq L$.

Rozkład ciśnienia eksploatacyjnego w pokładzie o częściowej utracie zdolności nośnej określono na podstawie równania (2.23) podstawiając do niego odpowiednie wartości z równań (2.9), (2.13) i (2.33) oraz całkując w przedziale strefy L.

$$\sum_t = \left\{ \gamma H \left[k \lambda e^{-\frac{L}{\lambda}} - \lambda k - L \right] = \frac{h\zeta c}{f} \left(e^{\frac{fL}{h\zeta}} - 1 \right) \right\} (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (2.38)$$

W wyrobiskach przygotowawczych oraz komorach ciśnienie to przenosi się na obudowę, w wyrobiskach ścianowych natomiast ciśnienie upodadnia się obudową ściany oraz podsadzką. Badania warunków rozkładu ciśnienia jest problemem, który w niniejszej pracy pominięto. Należy tutaj natomiast podkreślić, że pewna część ciśnienia (w zależności od częściowego rozkruszenia węgla) przenosi się na obudowę w postaci dodatkowego spotęgowania ciśnienia, które wraz z ciśnieniem górotworu stanowi sumaryczną sumę ciśnienia działającego na obudowę. Niektóre dane eksperymentalne dotyczące tego zagadnienia można znaleźć w pracy [31].

W dalszej części niniejszej pracy rozpatrzono problem zmiany ciśnienia eksploatacyjnego w czasie dla przypadku ogólnego, kiedy wyrobisko przesuwają się ze stałą prędkością. Założymy, że podsadzanie realizowane jest jednocześnie z postępowaniem ściany i wymiar wybranej przestrzeni 2λ jest stały. Rozkruszenie węgla i transformacja naprężeń zachodzi jednocześnie z postępowaniem przodka.

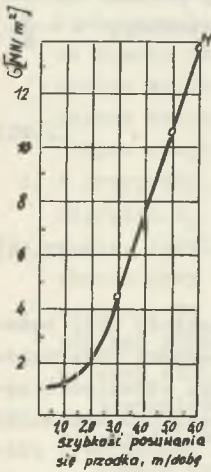
Oznaczono przez x odległość od przodka do dowolnego punktu w pokładzie, natomiast odległość od pewnego (dowolnego) ustalonego początkowego położenia do tego punktu oznaczono przez x , przez θ oznaczono szybkość postępu ściany.

Przy powyższych oznaczeniach czas wyrobiska określamy z warunku:

$$t = \frac{\bar{x} - x}{\theta} \quad (2.39)$$

Różnica $\bar{x} - x$ oznacza szerokość pasa wybranego po upływie pewnego czasu t przy prędkości postępu ściany θ . Wielkość tego pasa oznaczono przez S .

Wtedy otrzymamy: $t = S/\theta$. Jeżeli ściana przesunie się na odległość S nastąpi odpowiednia transformacja naprężeń w czasie postępu t . Podstawiając w miejsce t jego znaczenie, z równania (2.37) otrzymamy zmianę ciśnienia eksploatacyjnego działającego na węgiel w zależności od szybkości przemieszczania się frontu ściany (rys. 42).



Rys. 42. Rozkład ciśnienia eksploatacyjnego w zależności w zależności od prędkości postępu frontu ściany

$$\sigma_{y_0, x=0} = C e^{\frac{fx}{h^2}} + [\eta H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - C e^{\frac{fx}{h^2}}] e^{-\frac{S}{\theta T}} \quad (2.40)$$

W szczególności ciśnienie na powierzchnię przodka wyniesie:

$$\sigma_{y_0, x=0} = C + [\eta H(1 + k) - C_0] e^{-\frac{S}{\theta T}} \quad (2.41)$$

Natomiast wielkość spadku ciśnienia eksploatacyjnego określonego równaniem (2.38) po wstawieniu czynnika czasu, postaci: $t = \frac{\bar{x} - x}{\theta} = \frac{S}{\theta}$ przyjmie postać:

$$\Sigma_{\theta} = \left\{ \eta H \left[k \lambda e^{\frac{L}{\lambda}} - \lambda K - L \right] + \frac{h^2 c}{T} \left(e^{\frac{fL}{h^2}} - 1 \right) \right\} \left(1 - e^{-\frac{S}{\theta T}} \right) \quad (2.42)$$

Jak wspomniano uprzednio zmiana ciśnienia eksploatacyjnego w czasie uzależnione jest rozkruszeniem się węgla w strefie L . Im szybciej zachodzi zmiana ciśnienia, tym szybciej rozkrusza się węgiel. Dlatego zmiana ciśnienia eksploatacyjnego w czasie charakteryzuje intensywność rozkruszania węgla. Oznaczmy ją przez I . Z równania (2.37) można intensywność rozkruszania wyrazić funkcją:

$$I = - \frac{e^{-\frac{t}{T}}}{T} \left[\eta H(1 + k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - C e^{\frac{fx}{h^2}} \right] \quad (2.43)$$

Intensywność rozkruszania węgla na krawędzi przodka otrzymamy z równania (2.43), przyjmując $x = 0$.

$$I_{x=0} = \frac{e^{-\frac{t}{T}}}{T} [\eta H(1+k) - C] \quad (2.44)$$

Zmianę intensywności rozkruszania dla przesuwającego się przodka wyrobiska znajdziemy odpowiednio z wyrażień (2.43) i (2.44) podstawiając $t = \frac{S}{v}$.

$$I = \frac{e^{-\frac{S}{vT}}}{T} [\eta H(1+k e^{-\frac{x}{\lambda}}) - C e^{\frac{fx}{nS}}] \quad (2.45)$$

i

$$I_{x=0} = \frac{e^{-\frac{S}{vT}}}{T} [\eta H(1+k) - C] \quad (2.46)$$

Intensywność rozkruszania I jest ważną charakterystyką pokładu przy badaniach ciśnień dynamicznych. Na podstawie badania intensywności rozkruszenia I , można by zbudować klasyfikację takich procesów jak: strzelanie węgla (tąpnięcia), nagłe wyrzuty węgla i gazów, odrzuty węgla do wyrobiska itp. Według autora wiele z tych procesów posiada ogólne przyczyny i różnią się tylko liczbowym znaczeniem intensywności rozkruszenia I . Można tu wymienić następujące przypadki:

Przy słabo intensywnych rozkruszeniach możliwe jest tylko wyciskanie węgla tj. równomierne powolne przemieszczanie się węgla do wyrobiska. Przy ekstremalnych wartościach intensywności, przemieszczanie się węgla będzie zachodziło z bardzo dużą prędkością. Zjawisko to nosi nazwę tąpnięcia.

Przy przemieszczaniu się węgla do wyrobiska z dużą szybkością, co obserwuje się w pokładach nasyconych gazem zachodzi spotęgowany proces rozkruszenia i przemieszczania się węgla. Wiadomo również, że przy rozkruszaniu się węgla zwiększa się jego powierzchnia wewnętrzna, co sprzyja desorpcji gazu z węgla. Dlatego też intensywne rozkruszanie się węgla sprzyja zwiększonemu wydzielaniu się gazu z pokładu.

Bezpośrednio z równań (2.43) i (2.44) widać, że intensywność rozkruszania węgla będzie tym większa im głębiej położony jest pokład, im mniejsza jest wytrzymałość węgla, im twardszy jest strop oraz im mniejsze są współczynniki reologiczne. Jeżeli na drodze pędzonego chodnika (prowadzonej ścianie) wytrzymałość węgla znacznie się zmniejsza (co na podstawie równania (2.44) odpowiada zmniejszaniu się spójności C), to intensywność rozkruszania węgla rośnie.

Dlatego przy podchodzeniu wyrobiskiem do miejsc z zaburzeniami tektonicznymi, przy których jak wiadomo zmniejsza się wytrzymałość węgla - gwałtownie wzrasta intensywność rozkruszania węgla. To jednoznacznie wyjaśnia powstawanie nagłych wyrzutów w miejscach zaburzeń tektonicznych.

Wnioski końcowe

1. Prowadzenie wyrobiska górniczego powoduje nierównomierny rozkład ciśnienia eksploatacyjnego i charakteryzuje się zmianą intensywności rozkruszania węgla.
2. Przy podchodzeniu wyrobiskiem do strefy zmniejszonej wytrzymałości węgla (C zmniejsza się) intensywność rozkruszania węgla zwiększa się, co powoduje wzrost prawdopodobieństwa zaistnienia wyrzutu.
3. Rozkruszanie węgla będzie tym intensywniejsze im większa będzie różnica między modułem sprężystości węgla i stropu oraz im większy będzie wymiar wybranej przestrzeni. Zmiana tych wielkości po długości prowadzenia chodnika (ściany) również wpływa na nierównomierny rozkład ciśnienia eksploatacyjnego.
4. W przypadku dynamicznych uderzeń w stropie współczynnik koncentracji naprężeń K_0 zrasta, co prowadzi do wzrostu intensywności rozkruszania węgla. Jeżeli przyjmiemy za możliwe, że nagły wyrzut węgla i gazu zachodzi przy pewnym granicznym ciśnieniu gazu lub granicznym jego gradientie, to na podstawie przeprowadzonej analizy wynika, że zjawisko nagłego wyrzutu może zaistnieć na skutek następujących przyczyn:
 - a) przy zbliżaniu się przodkiem wyrobiska do stref o zmniejszonej wytrzymałości węgla,
 - b) gdy pokład węgla nasycony gazem w pobliżu wyrobiska doznaje dodatkowego dynamicznego uderzenia,
 - c) gdy stosunek między modułem sprężystości węgla oraz stropu zmienia się.

III.3. Model wyrzutu według W.W. Chodota

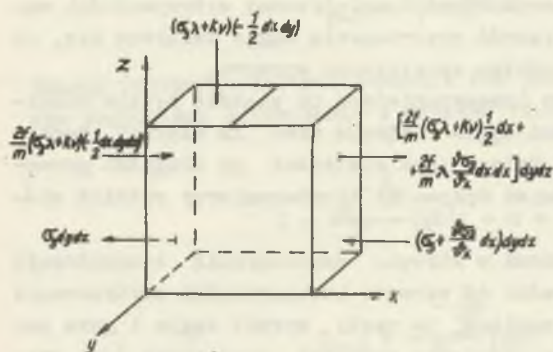
Stanowi próbę matematycznego ujęcia zjawiska wyrzutu węgla i gazów na gruncie teorii sprężystości. Autor przyjmuje, że pokład węgla stanowiący ognisko wyrzutu znajduje się pod działaniem następujących sił:

- ciśnienia górotworu,
- ciśnienia zawartych w jego porach gazów,
- siły ciężkości węgla, którą należy wydzielić, gdyż jej oddziaływanie nie ustaje nawet po ustaniu działania ciężaru nadległych skał,
- sił pochodzących od działania urządzeń urabiających i materiałów wybuchowych.

Przy czym ciśnienie gazu i ciężar węgla w pokładach niebezpiecznych pod względem wyrzutów są wielokrotnie mniejsze od siły tarcia utrzymującej pokład w stanie równowagi krytycznej. Żadnych innych sił zdaniem autora, które mogłyby wpływać na powstanie i rozwój zjawiska wyrzutu w pokładzie węgla, nie spotykamy.

W związku z faktem, że w przedstawionym przez autora modelu wyrzutu węgla i gazu [12] podano gotowe wzory na rozkład składowych naprężeń głównego

(G_1 , G_3) w pokładzie węgla skłóнным do wyrzutu, autorzy niniejszego opracowania uważają za celowe przedstawienie wyprowadzenia tych wzorów przez W.W. Chodota, które podano w pracy [13].



Rys. 43. Schemat równoległościanu zrównoważonego składowymi ciśnieniami górotworu i siłami tarcia pokładu węgla w stropie i spągu

Dla wyprowadzenia tych wzorów przyjęto sytuację jak na rys. 43.

Dodatkowo poczyniono następujące założenia wstępne:

- 1) obudowa wyrobiska górniczego wpływa bardzo nieznacznie na rozkład naprężenia w pokładzie węgla,
- 2) skały otaczające pokład węgla zachowują się jak dwie sztywne warstwy; deformację których pomija się,
- 3) naprężenia w pokładzie węgla określa się w płaszczyźnie równoległej do

płaszczyzny pokładu, którą przyjmuje się jako zgodną z płaszczyzną głównych naprężeń. Przyjęto, że po miąższości pokładu naprężenia nie zmieniają się,

- 4) skały górnicze, w tym również węgiel w maszywie nie są zaburzone prowadzeniem wyrobiska. Założono hydrostatyczny rozkład naprężeń w górniczym maszywie; węgiel znajduje się w stanie zagęszczonym, bliskim stanu nieściśliwej substancji ze współczynnikiem Poissona μ równym 0.5.

Ostatnie założenie przyjęto na podstawie prac Nadai [70] i Coeuilleta [24] dotyczących wzrostu współczynnika Poissona dla jego granicznej wartości przy wzroście absolutnych wartości i czasu trwania wszechstronnego ściskania sprężysto plastycznych ciał (w tym również węgla).

Przy powyższych założeniach rozkład naprężeń w obszarze stanu granicznego w zależności od odległości do krawędzi pokładu x dla przypadku poziomego zalegania pokładu można określić z warunku zrównoważenia ciśnienia bocznego skał siłami tarcia po stropie i spągu.

Jak widać z rys. 43 przy niezmienności warunków w kierunkach osi OY i OZ na lewą ściankę elementarnego równoległościanu działa siła:

$$G_3 \text{ dydz} \quad (3,1)$$

przyłożona do jego pionowej powierzchni oraz siła tarcia po spągu i stropie zależna od wartości naprężenia pionowego G_1 , która jest przyłożona do połowy elementarnej pionowej powierzchni działająca w kierunku przeciwnym do G_3 i odniesiona do całej miąższości pokładu (m) postaci:

$$\frac{2f}{m} (\sigma_3 \lambda + K\varphi) \left(-\frac{1}{2} dx dy dz\right) \quad (3.2)$$

gdzie:

- f - współczynnik tarcia po stropie i spągu,
- $\sigma_3 \lambda + K\varphi$ - pionowe ciśnienie σ_3 wyrażone przez ciśnienie boczne skał σ_3 ,
- $\lambda \varphi$ - współczynniki zależne od kąta tarcia wewnętrznego φ , wyprowadzone w pracy [14]; określane wzorami:

$$\lambda = \frac{\cos\varphi + \operatorname{tg}\varphi + \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi}{\cos\varphi - \operatorname{tg}\varphi + \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi} \quad (3.3)$$

$$\varphi = \frac{2}{\cos\varphi - \operatorname{tg}\varphi + \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi} \quad (3.4)$$

- K - wytrzymałość węgla na ścinanie (wsp. spójności - kohezji) w $[\text{kg/cm}^2][\text{kN/m}^2]$.

Dla pokładów o niejednorodnej strukturze K określa się z następującej zależności:

$$K = \frac{m}{\frac{m_1}{K_1} + \frac{m_2}{K_2} + \dots + \frac{m_n}{K_n}} \quad (3.5)$$

gdzie:

- m_1, m_2, \dots, m_n - grubość poszczególnych warstw pokładu w cm,
- K_1, K_2, \dots, K_n - wytrzymałość węgla na ścinanie w poszczególnych warstwach w $[\text{kg/cm}^2][\text{kN/m}^2]$.

Na prawą połowę elementarnego równoległoscianu działa ciśnienie boczne, które można wyrazić w postaci:

$$(\sigma_3 + \frac{\partial \sigma_3}{\partial x} dx) dy dz \quad (3.6)$$

oraz siła tarcia postaci:

$$\frac{2f}{m} [(\sigma_3 \lambda + K\varphi) \frac{1}{2} dx + \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma_3}{\partial x} dx dx] dy dz \quad (3.7)$$

Różnica sił działających na prawą i lewą ściankę równoległoscianu daje przyrost ciśnienia bocznego zrównoważonego siłami tarcia. Pomijając nieskończenie małe drugiego rzędu otrzymamy:

$$\frac{d\sigma_3}{dx} = \frac{2f}{m} (\sigma_3 \varphi + K\varphi) \quad (3.8)$$

gdzie:

- n - porowatość węgla (%),
- G - wydzielanie się gazu w płaszczyźnie pokładu węgla dla gazu w (cm³). Stosunek tego współczynnika dla "zwykłego" współczynnika przepuszczalności "K" wynika z równania:

$$K(x) = \frac{1}{K_0 x} \quad (3.9)$$

- F - powierzchnia przekroju poprzecznego pokładu węgla w (cm²), jeżeli wyrazimy G w (kg/sek.cm²) to F = 1,
- γ_{at} - ciężar właściwy metanu przy ciśnieniu atmosferycznym, w (kg/cm³),
- φ - lepkość metanu, w (kg.sek/cm²),
- I - współczynnik uwzględniający działanie siły ciężkości pokładu węgla, wyrażony wzorem:

$$I = \mp \gamma_y \sin \alpha \quad (3.10)$$

- γ_y - ciężar właściwy węgla, w (kg/cm³),
- α - kąt upadu pokładu lub kąt nachylenia wyrobiska; przy wykonywaniu wyrobiska po wzniosie I ma znaczenie ujemne tzn. siły ciężkości węgla zmniejszają wytrzymałość pokładu, przy wykonywaniu wyrobiska po upadzie I ma znaczenie dodatnie,
- ψ - stała empiryczna, uwzględniająca wpływ desorpcji gazu na jego filtrację do przyprzodkowej przestrzeni pokładu węgla, określana z równania: $\psi = \frac{1}{x}$, gdzie ψ podaje się w (cm⁻¹),
- x - odległość od odsłonięcia pokładu węgla, gdzie ciśnienie gazu ustala się (zwykle od 15 do 25 m),
- σ_1, σ_3 - składowe główne naprężenia w pokładzie węgla (kg/cm²),
- A - stała, zależna od gęstości i lepkości gazu (metanu) określana wzorem:

$$A = \frac{F \gamma_{at}}{\varphi P_{at}} (\text{cm}^3/\text{kg.sek}) [\text{cm}^3/\text{kN.sek}], \quad (3.11)$$

- P_{at} - ciśnienie atmosferyczne na ociosie wyrobiska (kg/cm²),
- L - współczynnik uwzględniający ciśnienie gazu w pokładzie węgla.

Rozwiązując równanie różniczkowe (3.8) otrzymamy wartości na σ_1 i σ_3 w zależności od wartości x (odległość od odsłonięcia pokładu węgla) oraz ciśnienia gazu i ciężaru samego pokładu węgla.

Wzory te mają postać następującą:

$$\sigma_1 = \frac{1}{D} (DK\varphi - I)(e^{D\lambda x} - 1) + \frac{\lambda^2 LD}{(\psi + D\lambda)^2} (e^{-\psi x} - e^{D\lambda x}) - \frac{L\lambda\psi}{\psi + D\lambda} x e^{-\psi x} + K\varphi \quad (3.12)$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{D\lambda} (DK\psi - I)(e^{D\lambda x} - 1) + \frac{L}{\psi + D\lambda} \left(1 - \frac{\psi}{\psi + D\lambda}\right) (e^{\psi x} - e^{D\lambda x}) - \frac{L\psi}{\psi + D\lambda} x e^{-\psi x} \quad (3.13)$$

W powyższych wzorach wprowadzono następujące oznaczenia:

$$D = \frac{2f}{m}, \quad \text{i} \quad L = n \sqrt{\frac{GK_0}{\lambda}}$$

Wzory (3.12) i (3.13) określają równowagę pokładu w czasie wykonywania wyrobiska górniczego w strefie naprężeń granicznych.

Do obliczeń przybliżonych dla przypadku nienaruszonego pokładu węgla można nie uwzględniać ciśnienia gazu i ciężaru węgla, w tym przypadku:

$$\sigma_1 = K \psi e^{\psi x} \quad (3.14)$$

$$\sigma_3 = \frac{K\psi}{\lambda} (e^{\psi x} - 1) \quad (3.15)$$

gdzie:

$$\varphi = D\lambda = \frac{2f\lambda}{m}$$

m - miąższość pokładu węgla w (cm).

Dla pokładu zmieniającego się po rozciągłości równania (3.14) i (3.15) przyjmą postać:

$$\sigma_1 = e^{\varphi_2(x-x_1)} \left[\frac{K_1 \varphi_1 \varphi_2}{\lambda_1} (e^{\varphi_1 x_1} - 1) + K_2 \varphi_2 \right] \quad (3.16)$$

$$\sigma_3 = e^{\varphi_2(x-x_1)} \left[\frac{K_1 \varphi_1}{\lambda_1} (e^{\varphi_1 x_1} - 1) + \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2} \right] - \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2} \quad (3.17)$$

gdzie:

x_1 - szerokość obszaru przylegającego do odsłonięcia pokładu węgla w (cm),

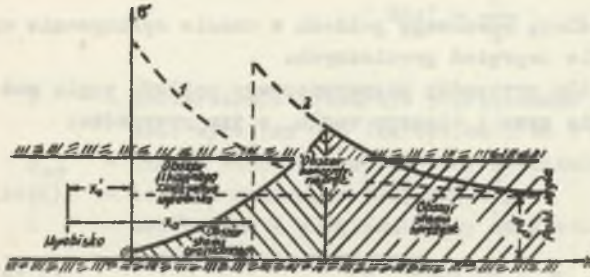
Indeksy:

1 - odnoszą się do wskaźników tego obszaru,

2 - do głębiej położonego obszaru.

W przypadku, gdy naprężenia w otoczeniu wyrobiska górniczego wywołane ciśnieniem nadległych skał, przewyższają wytrzymałość nośną pokładu węgla, w otoczeniu tego pokładu ustala się stan naprężeń granicznych jednakowo we wszystkich kierunkach i nie zależy od konfiguracji wyrobiska. Wielkość obszaru granicznego stanu naprężeń zależy od naprężeń skoncentrowanych w skałach wokół wyrobiska górniczego. Poza granicami obszaru granicznego stanu naprężeń, naprężenia rozkładają się zgodnie z teorią sprężystości i plastyczności. Zgodnie z teorią sprężystości koncentracja naprężeń w konturze otworu w przypadku płaskiego zadania nie zależy od wielkości otworu a

tylko od jego kształtu. Wynika stąd, że w przypadku wszechstronnego równomiernego ściskania wpływ kształtu wyrobiska poza konturami strefy granicznego stanu naprężeń można nie obliczać i przyjąć, że naprężenia w obszarze stanu sprężystego rozkładają się wokół otworu w kształcie koła [62].



Rys. 44. Schemat rozkładu naprężeń w przyprzodkowej strefie pokł. węgla

Przy czym należy uwzględnić co następuje: naprężenia wokół otworu tylko w niewielkim stopniu upodatkują węgiel znajdujący się w granicznym stanie naprężeń, w bezpośredniej bliskości od przodka. Zdolność nośna węgla w większości przypadków nie odpowiada także zwykłemu ciśnieniu eksploatacyjnemu poza

strefą koncentracji naprężeń. Dlatego należy stwierdzić, że po pierwsze nadmierne naprężenia koncentrujące się wokół otworu nie znajdują oporu w pobliżu jego konturu, przenosząc się w głąb masywu i po drugie występujące w pokładzie węgla strefy z obniżonymi w porównaniu z naprężeniem pierwotnym naprężeniami zależą od wymiarów wyrobiska (rys. 44).

Linia przerywaną 1 na tym rysunku pokazano rozkład naprężeń w pokładzie węgla w przypadku, gdy węgiel w przyprzodkowej strefie zachowuje się jak mocne ciało sprężyste, nie ulegające kruszeniu się pod wpływem koncentracji naprężeń po konturze wyrobiska. Linia przerywaną 2 pokazuje rozkład naprężenia jaki byłby w przypadku zwiększenia wymiarów wyrobiska dla małej zdolności nośnej węgla w strefie przyprzodkowej. Ponieważ w obszarze granicznego stanu naprężenia w pokładzie węgla część obciążenia pochodząca od tych naprężeń upodatkia się, rzeczywista koncentracja naprężeń w pokładzie jest mniejsza (przedstawiona na rys. linią ciągłą). Aby linia 2 mogła być przedłużona do obszaru granicznego stanu naprężeń, koniecznym jest by była ona linią głównych naprężeń w obszarze sprężystym. Po przyłożeniu prostopadle do pokładu węgla sił ciśnienia górniczego, nawet w przypadku ciśnienia bocznego na osi symetrii wyrobiska górniczego naprężenia główne i styczne zgadzają się tak co do wielkości jak i kierunku. Obserwuje się to tym bardziej przy wszechstronnym ściskaniu oraz przy zmianie kształtu kwadratowego otworu kołowym.

Wobec powyższego dla skonstruowania krzywej 2 należy dostatecznie prześledzić rozkład naprężeń stycznych wokół otworu. Dla przypadku zadania płaskiego rozkład naprężeń stycznych (σ_{θ}) wokół otworu kołowego może być przedstawiony [14, 79] w postaci następującej:

$$\sigma_{\theta} = \frac{1}{2} p \left\{ [(1+r^{-2}) + (1+3r^{-4})\cos 2\theta] + [(1+r^{-2}) - (1+3r^{-4})\cos 2\theta] \right\} = P(1+r^{-2}) \quad (3.18)$$

gdzie:

P - składowa pionowa naprężenia pierwotnego (równa γh) w (kg/cm²),

$$r = \frac{r_n}{r_o}$$

r_n - promień birżący (cm),

r_o - promień otworu (cm).

Wzór (3.18) posiada prosty sens fizyczny; pierwszy stały składnik sumy prawej strony przedstawia naprężenie początkowe, drugi składnik - naprężenie dodatkowe powstające na skutek otworu.

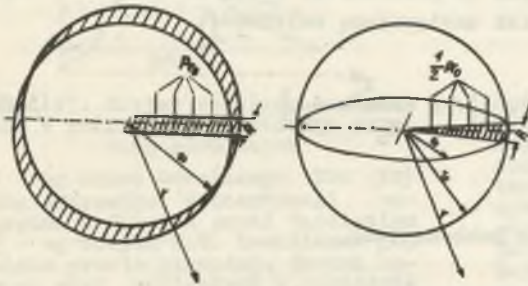
Nietrudno następnie zauważyć, że zmniejszenie nadmiernych naprężeń w miarę oddalania się od centrum otworu jest odwrotnie proporcjonalne do objętości, w której zachodzi rozpraszanie podwyższonych naprężeń. Ponieważ rozpatrujemy płaski stan naprężeń, materialny ośrodek przedstawiony jest w postaci płyty o jednostkowej szerokości; wraz ze wzrostem promienia, objętości takiej płyty (V) oczywiście rośnie proporcjonalnie do r^2 :

$$V = 1 \Delta \pi r^2 \quad (3.19)$$

gdzie:

$\Delta \pi$ - kąt, w przedziałkach którego rozpatrujemy rozproszenie naprężeń (rd).

Dla przypadku kuli objętość ośrodka, w której zachodzi rozpraszanie naprężeń zwiększa się proporcjonalnie do trzeciej potęgi promienia, czyli:



$$V = \frac{4}{3} \Delta \pi r^3 \quad (3.21)$$

Rys. 45. Schemat wyliczonych naprężeń określonych dzięki wielkości wycinka

Z powyższego można wnioskować, że rozpraszanie naprężeń w tym przypadku powinno zachodzić odwrotnie proporcjonalnie do r^3 .

Jeżeli przedstawimy σ_{θ} w postaci dwumianu, w którym pierwszy czynnik (tak jak w równaniu (3.18)) oznacza wielkość początkowego naprężenia, to rozpraszanie naprężeń wokół kuli można opisać następującym równaniem:

$$\sigma_{\theta} = p(1 + Nr^{-3}) \quad (3.22)$$

gdzie:

N - współczynnik, znaczenie którego określono poniżej.

Jak pokazano w rozwiązaniu Sawina [79], suma dodatkowych nadmiernych naprężeń na dowolnie wybranym obszarze (powierzchni) jest dokładnie równa sumie zdjętych (usuniętych) na skutek wpływu otworu naprężeń na tej powierzchni. Jak widać na rys. 45. w przypadku otworu cylindrycznego o promieniu r_0 zdjęte naprężenia normalne do powierzchni o szerokości $A = 1$ są równe Pr_0 . Na przedłużeniu tej powierzchni na nieskończoną odległość naprężenia dodatkowe wynoszą:

$$\int_{r_0}^{r_{\infty}} p \frac{r_0^2}{r^2} dr = p \left(\frac{r_0^2}{r_0} - \frac{r_{\infty}^2}{r_{\infty}} \right) = Pr_0. \quad (3.23)$$

Dla przypadku kuli suma zdjętych naprężeń na powierzchni o cięciwie A w przybliżeniu równa się łukowi A (rys. 45) i wynosi: $\frac{1}{2} pr_0$. Natomiast suma dodatkowych (nadmiernych) naprężeń rozproszonych w objętości otaczającej kuli, wyniesie:

$$\int_{r_0}^{r_{\infty}} pN \frac{r_0^3}{r^3} dr = p \frac{N}{2} \left(\frac{r_0^3}{r_0^2} - \frac{r_{\infty}^3}{r_{\infty}^2} \right) = \frac{1}{2} pNr_0 \quad (3.24)$$

Skąd wynika, że $N = 1$.

Oznaczając przez X_0^m charakterystyczny wymiar (połowa średnicy) wyrobiska otrzymany dla naprężeń normalnych do płaszczyzny zalegania pokładu (G_1), w bezpośrednim otoczeniu wyrobisk następującą zależność:

$$G_1 = G_0 = p \left[1 + \frac{X_0^m}{(X_0 + X)^m} \right] \quad (3.20)$$

gdzie:

X - odległość od odsłonięcia pokładu (cm),

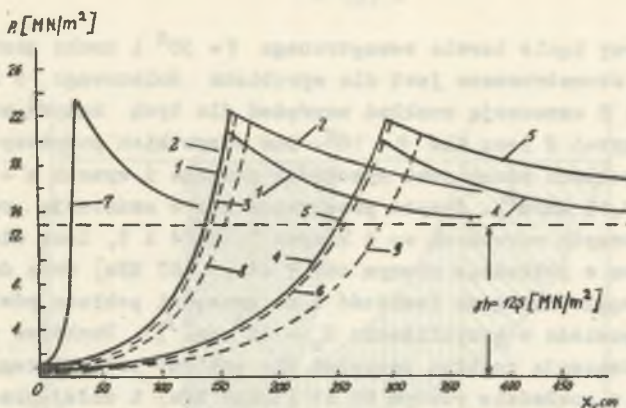
m - współczynnik;

$m = 3$ dla wyrobisk przygotowawczych,

$m = 2$ dla wyrobisk eksploatacyjnych.

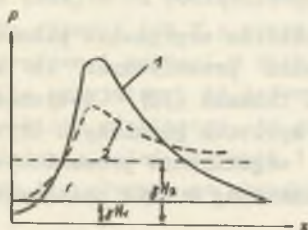
Przecięcie się krzywych 3 i 2 (rys. 44) oznacza punkt maksymalnych koncentracji naprężeń w strefie przyzródkowej.

Rozkład składowej pionowej naprężenia w niektórych typowych przypadkach pokładów niebezpiecznych pod względem wyrzutów pokazano na rys. 46. Powyższe krzywe otrzymano na podstawie zależności (3.12) (3.14) i (3.20), przyjmując do obliczeń następujące dane: szerokość wyrobiska: 2 i 4 m; $m = 1$ i 0,3 m; $K = 1$ i 1,5 kg/cm^2 [0,1 i 0,15 MN/m^2], $\varphi = 16^\circ$, 30° i 40° ; $f = 0,4$; $n = 7$ i 8%; $\gamma_y = 0,0013 \text{ kg/cm}^3$ [1,3 Mg/m^3], $\gamma_{\text{at}} = 0,000007168 \text{ kg/cm}^3$ [0,0007168 mg/m^3]; $\eta = 108 \times 10^{-6}$ puaze = $11 \times 10^{-11} \text{ kg.sek/cm}^2$,



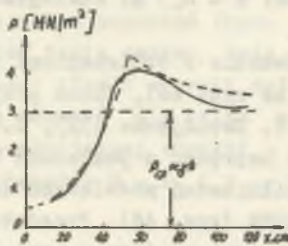
Rys. 46. Wykresy rozkładu naprężeń wokół wyrobisk eksploatacyjnych (krzywe 2,5) i przygotowawczych (krzywe 1,4).

1 i 2 - przy poziomym zaleganiu pokładu, $\varphi = 30^\circ$, pokład niegazowy, 4 i 5 - to samo przy $\varphi = 16^\circ$, 3 i 6 - to samo przy $\varphi = 65^\circ$, dużej przenikliwości i ciśnieniu gazu w pokładzie 7 at. (6,86 MPa), 8 i 9 - to samo dla poziomo zalegającego pokładu, małej przenikliwości i ciśnieniu gazu 80 at (7,84 MPa), 7 - przy pokładzie niegazowym o grubości 0,3 m (krzywe dla wyrobisk przygotowawczych i eksploatacyjnych mają wspólne odcinki w strefie stanu granicznego - 1, 2, 3, 4, 5 i różny przebieg w strefie sprężystej)



Rys. 47. Krzywe rozkładu naprężeń w pokładzie w pobliżu wyrobisk górniczych

1 - wg Biura Górniczego USA [52] dla przypadku koncentracji naprężeń w filarze przed tąpnięciem
2 - wg danych W.T. Dawidianca [32].
Linie proste oznaczają średni nacisk skał nadległych w pokładzie



Rys. 48. Krzywe rozkładu pionowych naprężeń w pokł. otrzymanych na modelu pokładu węgla o długości 1200 mm przy nacisku na węglowy brykiet siłą 30 kg/cm². Linia przerywaną pokazano teoretyczny wykres otrzymany z obliczeń dla danych: $K=1,3$ (dla brykietu) $\varphi = 30^\circ$, $\lambda = 3,2$, $\psi = 3,47$, $f = 0,37$, $m = 50$ cm, $\rho H = 30$ kg/cm², $x = 55$ cm. Linia ciągła oznacza rozkład ciśnienia pionowego stwierdzony badaniami na modelu pokładu węgla o wymiarach 1,2 x 6 x 0,2 m

P_z (składowa pionowa naprężenia pierwotnego) = 125 kg/cm² [12,262 MPa],
 G (przepływ gazu) = 0,00000003 kg/sek; $K_0 = 10^8$ i 10^{10} cm⁻³; $\alpha = 0^\circ$ i 65°
 $\psi = 0,0016$ i $0,001$ cm⁻³.

Na przedstawionym rys. 46 krzywa 1 oznacza rozkład naprężenia dla poziomo zalegającego pokładu w pobliżu wyrobiska przygotowawczego o szerokości

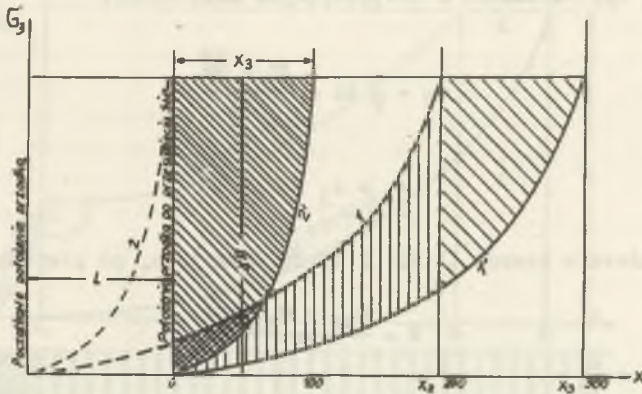
(średnicy) 2 m przy kącie tarcia wewnętrznego $\varphi = 30^\circ$ i braku gazu w pokładzie. Krzywa 2 skonstruowana jest dla wyrobiska ścianowego o szerokości 4 m. Krzywe 4 i 5 oznaczają rozkład naprężeń dla tych samych warunków co w przypadku krzywej 2 lecz dla $\varphi = 16^\circ$. Dla wszystkich powyższych przypadków miąższość pokładu równa jest wysokości przodka i wynosi $m = 1$ m i $K = 1,5 \text{ kg/cm}^2 [0,15 \text{ MN/m}^2]$. Krzywe przerywane 3 i 6 oznaczają rozkład naprężeń w tych samych warunkach co i krzywe 1, 2, 4 i 5, lecz dla $\alpha = 65^\circ$ i ciśnieniu gazu w pokładzie równym ok. 7 at $[0,687 \text{ MPa}]$ oraz dużej przepuszczalności węgla dla gazu (wartość K na krawędzi pokładu równa się ok. 1 darcy, co odpowiada w przybliżeniu $K_0 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$). Punktowo przerywane krzywe 8 i 9 oznaczają rozkład naprężeń dla poziomo zalegającego pokładu, ciśnieniu gazu w pokładzie równym 80 at $[7,848 \text{ MPa}]$ i małej przepuszczalności węgla dla gazu (k) na konturze pokładu równa się 10 miliardarcy, co odpowiada w przybliżeniu $K_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Należy w tym miejscu podać, że maksymalne stwierdzone ciśnienie gazu zarejestrowane w gazowych kopalniach Donbasu wynosi 62 at $[5,700 \text{ MPa}]$, wobec tego podany tutaj przykład charakteryzuje przypadek maksymalnego wpływu ciśnienia gazu na stan naprężeń w pokładzie węgla. Krzywa 7 wyznaczona jest dla węgla posiadającego współczynnik spójności $K=1,0 \text{ kg/cm}^2 [0,098 \text{ MPa}]$ i $\varphi = 40^\circ$, przy nieznacznie nachylonym pokładzie, braku w nim gazu oraz miąższości $m = 0,3$ m. Analogiczny kształt ma krzywa dla węgla o dużej wartości K .

Dla porównania z obliczeniami teoretycznymi rozkładu naprężenia pionowego (krzywe na rys. 46), autor przytacza wyniki badań prowadzonych in situ przez W.T. Dawidjanca [32], C.T. Hollanda i E. Thomasa [52] dotyczących rozkładu naprężeń w pokładach węgla w pobliżu wyrobisk górniczych (rys.47) oraz wyniki badań modelowych dotyczących tego zagadnienia prowadzonych w IGD AN ZSRR (rys. 48). Przedstawione dane w znacznej mierze potwierdzają rozważania autora (przyp. aut.).

Rozwiązanie szeregu przykładów liczbowych oraz analiza rys. 46 prowadzą do wniosku, że ciśnienie gazu i ciężar węgla, nawet przy dużym upadzie, we wszystkich zachodzących w praktyce przypadkach pokładów niebezpiecznych pod względem wyrzutów, są wielokrotnie mniejsze od sił tarcia utrzymujących pokład węgla w stanie równowagi granicznej. Nieskruszony pokład węgla jest stateczny pod względem ciśnienia górotworu i ciśnienia gazu, zwiększenie wartości których przejawia się tylko zwiększeniem zasięgu obszaru równowagi granicznej. Wykonanie wyrobisk górniczych bez stosowania materiałów wybuchowych wywołuje w jednorodnym pokładzie stopniowe przemieszczanie się krzywych rozkładu naprężeń i ciśnienia gazu w głąb calizny, co połączone jest ze stopniowym mniej lub bardziej rytmicznym wyzwaniem energii potencjalnej węgla w pobliżu wyrobiska górniczego. W tych warunkach siły działające w pokładzie węgla nie mogą wywołać wyrzutu.

Zastosowanie materiałów wybuchowych równoznaczne jest z nagłym wdarcieniem się wyrobiska do calizny. Przy tym węgiel w pokładzie jednorodnym może na-



Rys. 49. Wykres do obliczenia wyzwalanej energii potencjalnej węgla przy postępie przodka l

1 - krzywa ciśnień skierowanych w kierunku wyrobiska górniczego przed postępowaniem przodka w słabym węglu, 2 - to samo w stosunkowo związłym węglu, 1' - ciśnienie w słabym węglu po postępie przodka na odległość l, 2' - to samo w przypadku związłego węgla. Wielkości powierzchni zakreskowanych są proporcjonalne do wyzwalanej energii potencjalnej węgla

gdy przejść od początkowego zrównoważonego stanu naprężeń (rys. 49) 1 lub 2 do stanu 1' lub 2'; obszary w których zajdą takie zmiany, będą częściowo odprężone i nastąpi w nich wydzielanie pewnej ilości energii potencjalnej. O ile przyjmiemy, że deformacja węgla może odbywać się tylko w kierunku wyrobiska górniczego, to przy obliczeniu potencjalnej energii - wychodząc z dwóch położenia krzywych 1 i 1' tzn. dla obszarów 0 - x₂ i x₂ - x₃ - otrzymamy dla pierwszego obszaru:

$$W_1 = \frac{S}{2B_0\varphi} \left(\frac{K\varphi}{\lambda}\right)^2 [0,5A(e^{2\varphi x_2} - 1) - 2B(e^{\varphi x_2} - 1)] \quad (3.25)$$

gdzie:

S - przekrój rozpatrywanej bryły węgla, w (cm²),

B₀ - moduł ostatecznej sprężystości węgla w (kg/cm²) [kN/m²],

A = l²φ² - 1,

B = lφ² - 1,

l - głębokość wrębu lub zabiór, w (cm).

Dla drugiego obszaru, tzn. od x₂ do x₃ będziemy mieli:

$$W_2 = \frac{S}{2B_0\varphi} \left\{ (x_3 - x_2) \left[(\eta h)^2 - \left(\frac{K\varphi}{\lambda}\right)^2 \right] - \frac{(K\varphi)^2}{\lambda^2\varphi} [0,5(e^{2\varphi x_3} - e^{2\varphi x_2}) - 2(e^{\varphi x_3} - e^{\varphi x_2})] \right\} \quad (3.26)$$

x_2 i x_3 mogą być określone z następujących zależności:

$$x_3 = \frac{1}{\varphi} \ln - \frac{\gamma h + \frac{K\varphi}{\lambda}}{\frac{K\varphi}{\lambda}} \quad (3.27)$$

$$x_2 = x_3 - 1, \quad (3.28)$$

Przy wyprowadzeniu wzorów (3.25) i (3.26) przyjęto, po pierwsze, że

$$W = \frac{\sigma_{3I} - \sigma_{3II}}{2E_0} \quad (3.29)$$

tj., że energia potencjalna może być obliczona z dwóch położeń krzywej naprężeń skierowanych w płaszczyźnie pokładu w stronę wyrobiska i po drugie, że graniczną wartość σ_3 , do którego ono dąży zarówno przy ciśnieniu granicznym jak i przy stanie sprężystym pokładu węgla, jest ciśnienie w całości nieneruszona tj. γh . Dla typowych pod względem wyrzutów pokładów węgla średniej grubości (1 m) wydzielanie się energii potencjalnej w całości w przeliczeniu na m^3 urobionego węgla wynosi według wzorów (3.25) i (3.26) od 0,2 do 0,4 tm/m^3 ($tm = 1000 \text{ kgm}$) [$2 \cdot 10^4 \text{ J} - 4 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$]. Ta ilość energii może być wystarczająca do rozkruszenia i odrzutu słabo związanego rozgniecionego węgla.

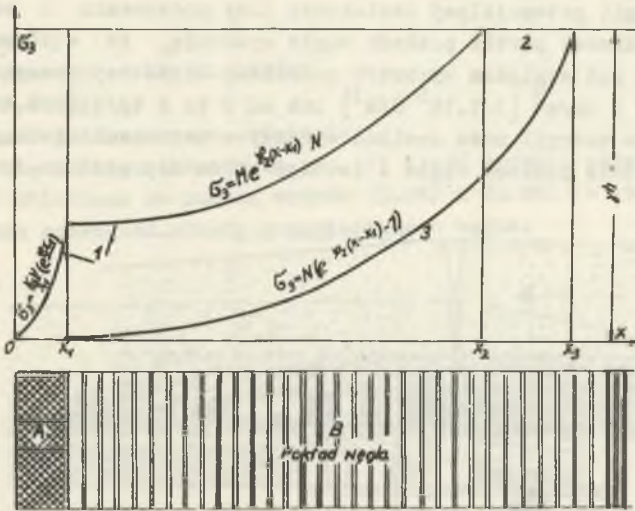
Jest to jedno źródło energii, które w sprzyjających warunkach zainicjowane robotami strażakowymi lub strzelaniem wstrząsowym może wywołać stadium początkowe wyrzutu.

Drugim źródłem jest energia potencjalna wyswobodzona w niejednorodnym, co do wytrzymałości, pokładzie węgla przy nagłym skruszeniu bardziej związanej partii. Schemat obliczeniowy przyjmuje przy tym postać pokazaną na rys. 50 a wzór obliczeniowy dla zwalniania energii potencjalnej przy przejściu z jednego stanu naprężenia do następnego w bryle węgla o przekroju S przyjmie postać:

$$W_S = \frac{S}{2E_0} \left\{ \frac{1}{\varphi_2} [0,5(M_1 - N^2)(e^{2\varphi_2 x_2} - e^{2\varphi_2 x_1}) + (N_n^2 - N_1)(e^{\varphi_2 x_2} - e^{\varphi_2 x_1})] + \right. \\ \left. + (h)^2 - N^2 (x_3 - x_2) - \frac{N^2}{2} 0,5 m (e^{2x_3} - e^{2x_2}) - n (e^{2x_3} - e^{2x_2}) \right\} \quad (3.30)$$

gdzie:

$$M_1 = \left[\frac{K_1 \varphi_1}{\lambda_1} (e^{\varphi_1 x_1} - 1) + \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2} \right]^2 e^{-2\varphi_2 x_1},$$



Rys. 50. Schemat służący do określania wyzwalań energii potencjalnej przy rozdrabnianiu zwięzłej inkluzji w pokładzie węgla

A - zwięzła inkluzja, B - słaby węgiel, 1 - krzywa ciśnień σ_1 do rozdrobnienia, 2 - ciśnienia odpowiadające ciśnieniom panującym w niedaruszonej części, 3 - krzywa σ_3 po rozluźnieniu węgla w partii A

$$N = \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2}$$

$$N_1 = 2 \left[\frac{K_1 \varphi_1}{\lambda_1} e^{\varphi_1 x_1} - 1 \right] + \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2} \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2} e^{-\varphi_2 x_1}$$

$$m = e^{-2\varphi_1 x_1}$$

$$n = 2e^{-\varphi_2 x_1}$$

Indeksy 1 i 2 przy $K, \varphi, \lambda, \varphi$ odpowiadają poszczególnym obszarom węgla o różnej wytrzymałości.

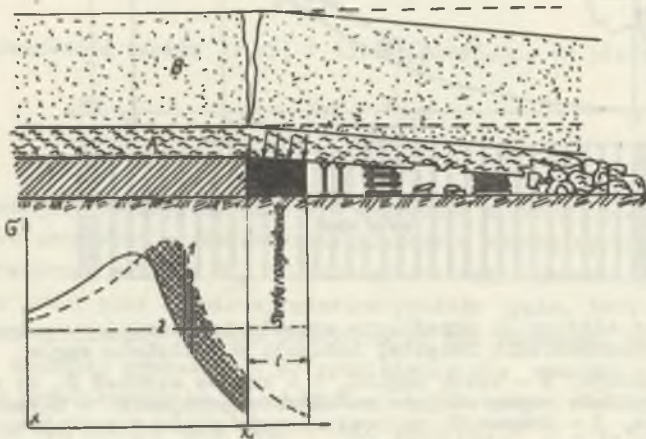
x_1 - szerokość obszarów pokładu węgla charakteryzującą się indeksem 1.

$$x_2 = \frac{1}{\varphi_2} \ln \left(\frac{M}{N} + 1 \right) + x_1;$$

$$x_3 = \frac{1}{\varphi_2} \ln \left(\frac{M}{N} + 1 \right) + x_1;$$

$$M = \frac{K_1 \varphi_1}{\lambda_1} (e^{\varphi_1 x_1} - 1) + \frac{K_2 \varphi_2}{\lambda_2}$$

Obliczenia energii potencjalnej zwolnionej przy podebraniu i skruszeniu związanej przypadkowej partii pokładu węgla wykazują, że w typowych dla niebezpiecznych pod względem wyrzutów pokładach ilość tej energii może osiągnąć od 3 do 7 tm/m^3 [$3-7 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$] lub od 2 do 5 tm/t [$2-5 \cdot 10^5 \text{ J/Mg}$], węgla. To źródło energii może zasilać wyrzuty w warunkach nieciągłego lecz skokowego przejścia pokładu węgla z jednego stanu naprężeń do drugiego.



Rys. 51..Schemat działania obciążenia dynamicznego w pobliżu przodka pokładu węgla

A - strop bezpośredni, B - strop zasadniczy, 1 - rozkład ciśnień w pokładzie węgla do chwili zawalu stropu zasadniczego, 2 - to samo po zawale stropu zasadniczego

Skały otaczające pokład węgla mogą doprowadzić również do nagłych (skokowych) zmian stanu naprężeń pokładu węgla w przypadkach zawalu stropu zasadniczego; w tym przypadku część pokładu węgla może być rozkruszona. Takie dynamiczne występowanie ciśnienia górotworu może mieć miejsce w postaci nagłego obciążenia lub nagłego zwiększenia obciążenia pokładu węgla. Dużą różnorodność przypadków dynamicznego ciśnienia skał można sprowadzić do dwóch schematów najbardziej interesujących z punktu widzenia walki z wyrzutami rys. 51 i 52.

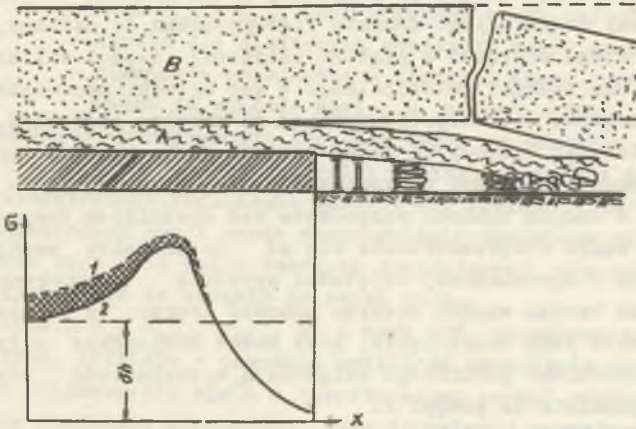
W pierwszym przypadku (rys. 51) zawal stropu zasadniczego odbywa się w ten sposób, że obejmuje on nawet pewną część pokładu węgla, przy tym w strefie $0 - X_1$ zachodzi rozkruszenie węgla przez energię kinetyczną obrywającej się skały. Poza granicami tej strefy z pokładu węgla wyzwała się pewna ilość potencjalnej energii, przy przejściu krzywej naprężeń od stanu 1 do stanu 2. Ilość energii kinetycznej zależy od grubości i ciężaru właściwego osiadającego stropu zasadniczego oraz wielkości osiadania. Ilość energii kinetycznej w tym przypadku wyraża wzór:

$$W_k = mgs = qs \quad (3.31)$$

gdzie:

- m - masa skały,
- g - przyspieszenie siły ciężkości,
- q - ciężar skały,
- s - wielkość jednoczesnego osiadczenia.

Zwalniająca się według schematu na rys. 51 ilość energii potencjalnej węgla może być obliczona za pomocą wzorów (3.25) i (3.26) w których l będzie oznaczało szerokość strefy rozgniecionego węgla.



Rys. 52. Schemat dynamicznego odciążenia pokładu węgla

A - strop bezpośredni, B - strop zasadniczy, 1 - rozkład ciśnień w pokł. węgla do chwili zawalenia stropu zasadniczego, 2 - to samo po zawale stropu zasadniczego

Jeżeli zawal przybierze formę pokazaną na rys. 52 to pokład węgla będzie nagle obciążony od części ciśnienia górotworu, jednakże odciążenie to zajdzie w pewnej odległości od linii przodka, gdy rozkład ciśnień w dużej części strefy stanu granicznego jest niezależny od początkowego ciśnienia na pokład. W ten sposób zwolnienie energii potencjalnej w tym przyпадku odbywa się w strefie większej stabilności pokładu węgla i jest mniej niebezpieczne z punktu widzenia rozgniecenia węgla.

W zależności od struktury i stopnia jednorodności stropu, głębokości położenia pokładu węgla, długości belki wspornikowej wytworzonej przez strop oraz wypadkowego przesunięcia, ilości energii kinetycznej skał i potencjalnej energii węgla wyzwolanych przy dynamicznych przejawach ciśnienia górotworu mogą wahać się w granicach od ułamków tm do dziesiątków tm na $1 t$ węgla.

Szczególnym przypadkiem wyzwolenia energii potencjalnej węgla jest otwarcie pokładu węgla wyrobiskiem górniczym. Ponieważ przeważnie skały otaczające są o wiele bardziej wytrzymałe niż węgiel, więc węgiel znajduje się w stanie wszechstronnego równomiernego ciśnienia, którego wielkość

zależy od iloczynu γh i ciśnienia gazu. W chwili usunięcia skały przykrywającej węgiel przechodzi w stan ciśnienia granicznego, różnica wielkości początkowego i końcowego stanu naprężeń jest większa niż w poprzednich przypadkach i ilość wyswobodzającej się energii potencjalnej jest również większa. Mechanizm wyrzutów w tym przypadku jest o tyle jasny, że nie wymaga graficznego lub analitycznego uzasadnienia.

Ilość wyzwalanej w przytoczonych czterech przypadkach energii potencjalnej może okazać się wystarczająca dla rozgniecenia węgla w obszarze przejścia z jednego stanu naprężeń do drugiego, a wynikiem może być jeszcze większe wyswobodzenie energii potencjalnej w tym obszarze. Wynik tego będzie analogiczny do szybkiego wdarcia się wyrobiska do calizny, co z kolei wywoła zmianę stanu naprężeń w głęboko położonej części calizny i dalsze wyswobodzenie się energii potencjalnej. W ten sposób zapoczątkowane kruszenie węgla mogłoby się rozprzestrzeniać na znaczną głębokość, gdyby rozgnieciony węgiel był usuwany od czoła przodka i nie hamował rozwoju procesu. Takie wypadki zachodzą w rzeczywistości. Wiadomo, że w pokładach słabych węgli o dużych upadach rozpoczęte nad chodnikiem transportowym wysypywanie się węgla rozprzestrzenia się aż do chodnika wentylacyjnego. Przy braku gazu i ograniczonej objętości wyrobisk górniczych odprężony (martwy) węgiel bardzo szybko zaczyna hamować proces, aż po pewnym czasie nastąpi całkowite jego zaniknięcie, gdyż nawet nieznaczne siły działające ze strony wyrobiska górniczego zwiększają wytrzymałość rozkruszonego węgla proporcjonalnie do potęgi x .

Aby węgiel mógł być odrzucony do wyrobiska górniczego, musi on być usunięty spod oddziaływania sił otaczającej calizny, tzn. rozluzowany. Praca rozluzowania węgla w caliznie tzn. przy obecności jednej tylko odsłoniętej powierzchni w rozluzowanym bloku, może być obliczona w przybliżeniu z wzoru:

$$U = \frac{NV}{r_p^2} U_{\max} r_{\min} e^{n\theta} \quad (3.32)$$

gdzie:

r_p - przeciętny promień brył węgla otrzymanych w wyniku jego rozdrabniania

$$r_p = \frac{V}{\frac{V_1}{r_1} + \frac{V_2}{r_2} + \dots + \frac{V_m}{r_m}} \quad (3.33)$$

V - objętość lub ciężar rozluzowanego węgla,

V_1, V_2, \dots, V_m - objętość lub ciężary poszczególnych frakcji rozdrobnionego węgla,

- r_1, r_2, \dots, r_m - przeciętne promienie lub wymiary charakterystyczne okrucichów węgla w każdej frakcji,
- N - współczynnik uwzględniający stosunek powierzchni okrucichów węgla do ich objętości, równający się dla okrucichów w kształcie kulistym lub sześciennym - 3. Przeciętna wartość N dla brył o różnych kształtach zwykle nie przekracza 4,
- U_{max} - maksymalna praca właściwa wytworzenia nowej powierzchni przy rozdrabnianiu węgla do ziarn o minimalnych wymiarach r_{min} ; U_{max} jest wyrażona w $\text{kg}\cdot\text{cm}/\text{cm}^2$; $[\text{J}/\text{cm}^2]$,
- n - liczba dla niektórych zbadanych węgli wynosząca około 3,
- G - ciśnienie przeciętne w obszarze stanu granicznego normalne do pokładu węgla, w kg/cm^2 $[\text{MPa}]$.

Dla węgla średniej wytrzymałości (np. dla węgla z pokładów Smolaninowski z kopalni 17 - 17ⁿ lub Tokstyt z kopalni Junkom) minimalna praca rozdrobnienia bez zewnętrznego obciążenia okazała się równa $[4,5 \text{ tm } 45 \cdot 10^4 \text{ J}]$. Dla silnie rozgniecionych węgli praca rozdrobnienia zmniejsza się prawdopodobnie do ułamków tm/t , dla węgli twardych znajdujących się pod ciśnieniem skał nadległych praca ta wzrasta do setek tm/t .

Ponieważ wartości r_m , U_{max} , r_{min} , N , n mogą być określone z doświadczeń laboratoryjnych, istnieje w zasadzie możliwość określenia stopnia prawdopodobieństwa rozluźnienia węgla w rozpatrywanej partii pokładu węgla przy posuwaniu się wyrobiska górniczego, przy strzelaniu wstrząsowym, przy zawale stropu zasadniczego lub przy otwieraniu dostępu do pokładu węgla.

Obliczenia stanu naprężeń pokładu węgla i doświadczenia wykonywane w celu obniżania ciśnienia gazu dowodzą, że przy ciśnieniach gazu spotykanych w pokładach rozluźnianych, samo ciśnienie nie jest w stanie wywołać rozdrobnienia węgla. Wyjątkiem jest przypadek udostępnienia pokładu węgla za pomocą wybuchu, kiedy powstała w przeciągu bardzo krótkiego czasu różnica ciśnień gazu może być wystarczająca dla rozdrobnienia węgla; jednakże i w tym przypadku wraz z gazem działają siły sprężystości węgla i z tego powodu rozluźnianie węgla przy jego udostępnieniu nie może być uważane wyłącznie jako wynik pracy gazu.

W ten sposób w najbardziej typowym przypadku rozluźnianie węgla wskutek wyzwolenia jego energii potencjalnej lub, co zachodzi rzadziej, wskutek energii kinetycznej skał otaczających, jest pierwszą i konieczną fazą wyrzutu. Przy braku gazu proces kończy się lokalnym rozluźnieniem, odsunięciem lub nieznacznym odrzuceniem węgla do wyrobiska, tzn. tąpnięciem całkowitym, tąpnięciem stropu lub "strzelaniem" węgla. W węglu zawierającym gaz proces rozwija się dalej. Jednocześnie z rozluźnianiem węgla zachodzi jego przesunięcie w kierunku wyrobiska górniczego, na co zużywa się część wyswobodzonej przez węgiel energii potencjalnej, która może być obliczona z pracy siły tarcia na drodze równej wielkości przesunięcia węgla przy przejściu od jednego stanu naprężeń do drugiego.

Do obliczenia przemieszczenia konieczne jest uwzględnienie zmian σ_3 , a dla obliczenia tarcia zmiany wartości σ_1 w strefach granicznego i sprężystego stanu. Stąd zachodzi potrzeba podzielić cały obszar zmian naprężeń na kilka odcinków i obliczać pracę przemieszczania węgla oddzielnie w każdym z nich.

W przypadku wgłębienia się wyrobiska do pokładu węgla, na odległości 1 wzór dla obliczeń w obszarze stanu granicznego, tzn. w granicach od 0 do x_2 przyjmie postać:

$$F_0 = \frac{(K\varphi)^2 \pi f}{2E_0 \lambda \varphi^2} (e^{2\varphi x_2} - 1)^2 (e^{2\varphi l} - 1) \quad (3.34)$$

gdzie:

π - obwód przemieszczanego bloku węgla z przeciętnym współczynnikiem tarcia na stykach f .

Przy rozluźnianiu związanej części przyprzodkowej pokładu węgla praca tarcia wyrazi się wzorem:

$$F_p = \frac{R \cdot f}{2E_0 \varphi^2} (M_2 + K_2 \varphi_2) (e^{2\varphi_2 (x_2 - x_1)} - 1)^2 \quad (3.35)$$

gdzie:

$$M_2 = \frac{K_1 \varphi_1 \lambda_2}{\lambda_1} (e^{\varphi_1 x_1} - 1) + K_2 \varphi_2; \quad R = \frac{K_1 \varphi_1}{\lambda_1} (1 - e^{2\varphi_1 x_1}) \quad (3.36)$$

Ponieważ obliczenie F_p dla poszczególnych części pokładu węgla 0 - x_2 , $x_2 - x_3$, $x_3 - x_4$ itd. jest pracochłonne, więc można do przybliżonych obliczeń brać maksymalną pracę tarcia, która zachodzi np. przy otwarciu pokładu węgla, tzn. przy przejściu węgla ze stanu sprężystego do stanu granicznego, czyli:

$$F_{\max} = \frac{\kappa}{2E_0} \pi f (\chi h)^2 x^2 \quad (3.37)$$

gdzie:

κ - współczynnik koncentracji naprężeń, które można przyjmować przeciętnie w wysokości 1,85.

Praca tarcia przy przemieszczaniu rozluźnianego bloku węgla zwykle wynosi od 0,5 do 5 tm [5-50.10⁴ J]. Pochłania ona zatem znaczną część energii wyrzutu.

Jeżeli wydzielająca się przy zmianach stanu naprężeń pokładu węgla energia potencjalna (w niektórych przypadkach również energia kinetyczna ota-

czających skał) jest wystarczająca do rozluźnienia i przemieszczenia węgla, to szczelinowatość węgla w strefie rozluźnienia i przemieszczenia raptownie wzrasta. Wtedy gaz, wywierający do tej chwili ciśnienie w kierunku wyrobiska górniczego tylko proporcjonalne do przekroju porów, zaczyna oddziaływać na powierzchnię całego przekroju pokładu. W ten sposób siła skierowana do wyrobiska może wzrosnąć o cały rząd wielkości. Ciśnienie gazu w kierunku wyrobiska do chwili rozluźnienia węgla określa się według wzoru:

$$P = n \sqrt{\frac{Gk_0}{A}} x e^{-\psi x} \quad (3.38)$$

po rozluźnieniu zaś:

$$P = \sqrt{\frac{Gk_0}{\lambda}} x e^{-\psi x} \quad (3.39)$$

Wtedy rozluźniony węgiel, który utracił zwięzłość z calizną, wykazuje bardzo nieznaczną wytrzymałość na działanie sił skierowanych ku wyrobisku górniczemu; w wyrobiskach wznoszących się same siły ciężkości węgla są wystarczające do odrzucenia węgla do wyrobiska; w wyrobiskach poziomych i wyrobiskach upadowych (tj. gdy węgiel jest odrzucany z dołu do góry) praca konieczna na przemieszczenie węgla może być obliczona ze wzoru:

$$A = Sm[g(f \cos \alpha \pm \sin \alpha)] \quad (3.40)$$

gdzie:

S - odległość przemieszczenia węgla po spągu;

m - masa węgla,

g - przyspieszenie siły ciężkości,

α - kąt nachylenia wyrobiska; w wyrobiskach pochyłych $\sin \alpha$ ma ujemne znaczenie; w przypadku jeżeli jest ono większe od $f \cos \alpha$, na przemieszczenie węgla nie trzeba zużywać pracy, lecz odwrotnie - powiększa się ona wskutek działania siły ciężkości węgla,

f - współczynnik tarcia węgla po spągu; przy $\alpha = 0$.

$$A = Smgf = SQf \quad (3.41)$$

gdzie:

Q - ciężar węgla; przy współczynniku tarcia $f = 0,5$ dla przemieszczenia w poziomie 1 t [1 Mg] węgla na odległości 1 m potrzeba tylko 0,5 t [5 kN] pracy. Praca rozprężania się gazu przy wyrzucie może być obliczona według wzoru:

$$Q_p = \frac{RT}{2V^2} \left\{ \ln \frac{P_1}{P_2} + \frac{1}{K-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \right\} \\ \left\{ [\alpha_1 + \varphi(1 - \alpha_1)] \left(a - \frac{a^*}{b_1 T_2 + N} \right) + \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{1}{\delta} - \frac{1}{\beta} \right) \right\} \quad (3.42)$$

gdzie:

- R - stała gazowa, 1,986 cal/stopień.mol ,
- V - objętość 1 mola gazu w warunkach normalnych, w cm²/mol ,
- P₁, P₂ - początkowe i końcowe (atmosferyczne) ciśnienie gazu, w kG/cm² [MPa],
- k - wskaźnik adiabatyczny, dla metanu - 1,31,
- α₁ - udział zawartości pyłu w odrzuconym węglu,
- φ₁ - ilość jednostkowa desorbującego gazu w okresie czasu wyrzutu,
- a - sorpcja metanu przy ciśnieniu P₁ i początkowej temperaturze T₁ układu węgiel-gaz, w cm³/g ,
- a* - stała Langmuira dla tegoż układu, w cm³/g ,
- b₁ - stała w kG/cm².stopień ,

$$N = C + P_2 - b_1 T_0,$$

gdzie:

- C - stała,
- T₀ = 273⁰
- δ - ciężar objętościowy węgla, w G/cm³ [kN/m³],
- β - ciężar właściwy węgla bez porów, w G/cm³ [kN/m³],
- T₂ - temperatura węgla w chwili zakończenia wyrzutu; może być ona ustalona, jeżeli określono z doświadczeń cząstkową ciepłotę sorpcji metanu na węglu,

$$T_2 = T_1 - \frac{1}{M} \left\{ [q_0 - K_2 a^* \left(\frac{1}{b_1 T_2 + N} - \frac{1}{b_1 T_B + N} \right)] \right. \\ \left. \left(a - \frac{a^*}{b_1 T_2 + N} \right) - \frac{K_2}{2} \left(a - \frac{a^*}{b_1 T_2 + N} \right)^2 \right\} \quad (3.43)$$

gdzie:

- T₁ - początkowa temperatura układu węgiel-gaz w stopniach absolutnych,
- M = c_yg_y + c_wg_w + c_sg_s,
- c_y, c_w, c_s - odpowiednie pojemności cieplne węgla, gazu w objętości sorpcyjnej i gazu w objętości pozasorpcyjnej w cal/g.stopień ,

ξ_y, ξ_w, ξ_g - ciężar węgla, gazu w stanie wolnym i gazu w stanie sorpcji, przypadający na 1 g układu węgiel-gaz, w [g],

q_0 - ciepłota cząstkowa sorpcji metanu na węglu przy wypełnieniu objętości sorpcyjnej w [cal/cm³],

K_2 - współczynnik kątowy prostej zmian ciepłoty cząstkowej sorpcji w zależności od stopnia wypełnienia objętości sorpcyjnej w [cal.g/cm⁶],

$K_2 = -dq : da,$

T_a - temperatura, przy której określano $q_0,$

a, a^*, b_1, N - mają takie samo znaczenie, jak we wzorze (3.42). Równanie (3.38) rozwiązuje się drogą sprowadzenia go do postaci kanonicznej:

$$AT_2^3 + BT_2^2 + CT_2 + D = 0 \quad (3.44)$$

gdzie:

$$A = -(b_1^2),$$

$$B = b_1(T_1 b_1 - 2N) + \frac{a_1 b_1^2}{M} \left(\frac{K_2 a}{2} - q_0 - \frac{K_2 a^*}{b_1 T_a + N} \right),$$

$$C = N(2T_1 b_1 - N) + \frac{b_1}{M} \left[\left(q_0 + \frac{K_2 a^*}{b_1 T_a + N} \right) (a^* - 2aN) + K_2 a^2 N \right],$$

$$D = T_1 N^2 + \frac{1}{M} \left[(qN + \frac{K_2 a^* N}{b_1 T_a + N}) (a^* - Na) + K_2 \left(\frac{a^2}{2} N^2 - 1,5 a^* 2 \right) \right]$$

W warunkach typowego dla Zagłębia Donieckiego, niebezpiecznego pod względem wyrzutów, pokładu Mazurka (kopalnia nr 8) obniżenie temperatury układu węgiel-gaz w wyniku spadku ciśnienia gazu z 30 do 1 atm 2,943 do 0,098 MPa powinno wynieść około 20° [293°K].

Wielkości a, a^* i b_1 zostały ustalone przez zakład dla szeregu zagłębi węglowych Związku Radzieckiego.

Wielkość współczynnika α_1 waha się zwykle w granicach od 0,05 do 0,3, chociaż znane są przypadki, gdy cała masa wyrzuconego węgla składała się z pyłu, czemu odpowiada wartość $\alpha_1 = 1$.

Wielkość φ_1 waha się w granicach od 0,05 (co odpowiada w przybliżeniu objętości względnej dużych porów i szczelin, z których gaz może się wydzieleć, z dużą prędkością (do 0,8-0,9) przy rozdrobnieniu węgla do wielkości ziarn rzędu 1 mm).

W zależności od stanu naturalnego nasycenia pokładu węgla, stopnia rozdrobnienia węgla podczas wyrzutu, początkowego ciśnienia gazu, przenikliwości węgla dla gazu i gazochłonności węgla, praca rozprężania się dla typowych pod względem wyrzutów pokładów Zagłębia Donieckiego waha się w granicach od 40 do 600 tm/t [4-60.10⁶ J]. Nawet nieznaczne ciśnienie gazu w pokładzie węgla (rzędu 2 atm) [0,196 MPa] wystarcza do wykonania pracy przemieszczenia ponad 10 tm/t; 10⁵ J/Mg stąd można wnioskować, że w większości pokładów gazowych zawsze istnieje zapas gazu wystarczający do odrzucenia węgla po jego rozluźowaniu. Jednakże odrzucenie węgla przez ciśnienie gazu może zajść tylko w przypadku, jeżeli proces rozluźowania i początkowego przemieszczenia węgla wskutek wyładowania energii potencjalnej będzie przebiegał szybciej niż spadek ciśnienia gazu w szczelinach i porach. Zwiększenie szczelinowatości węgla raptownie zwiększa jego przenikliwość gazową, szczególnie w słabych, zgniecionych lub zaburzonych węglach. Dlatego, jeżeli przejście węgla z jednego stanu naprężeń do drugiego i jego rozluźowywanie przebiega z małą prędkością, ciśnienie gazu szybko spada (wzór 3.45) węgiel w strefie przyprzodkowej degazuje się i przestaje w ogóle być niebezpieczny pod względem wyrzutów.

A więc, by rozgniatać gazonośnego węgla pod działaniem ciśnienia górotworu mogło przejść w wyrzut, konieczna jest duża prędkość rozluźowania, gdyż w przeciwnym razie nawet w bardzo gazonośnym pokładzie zajdzie tylko wzmocniona, lecz stosunkowo bezpieczna degazacja pokładu. Badania prędkości rozluźowywania węgla i jego degazacji przy spadku ciśnienia gazu są konieczne do określenia warunków powstawania wyrzutów. Wyjątek stanowią przypadki wyrzutów przy nieprzemysłanym otwarciu dostępu do pokładu znajdującego się pod znacznym ciśnieniem górotworu i gazu, bez strzelania wstrząsowego.

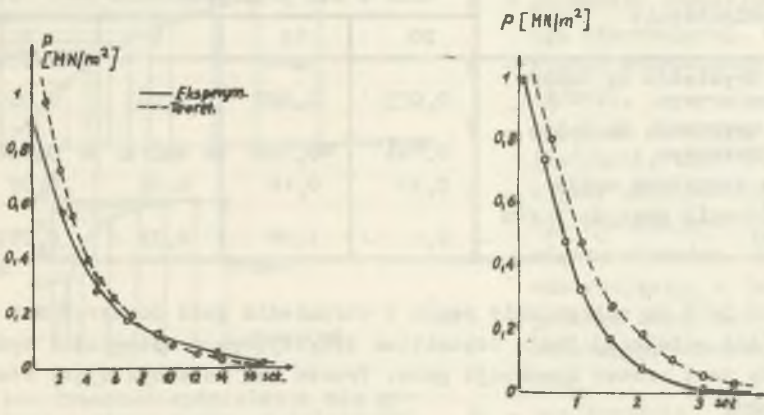
Przy zbliżaniu się wyrobiska chodnikowego do pokładu węgla, ścianka skalna pozostająca między przodkiem i węglem może stopniowo stać się tak małej grubości, że ciśnienie węgla i gazu ją zniszczy. Zachodzi tu zjawisko identyczne jak w przypadku naczynia, którego zbyt cienkie ścianki mogą być zniszczone ciśnieniem płynu. Mechanizm takiego zniszczenia jest zrozumiały i nie wymaga specjalnej analizy.

Orientacyjny pogląd o prędkości spadku ciśnienia gazu w zależności od stopnia rozluźowania węgla można sobie wyrobić przy rozpatrywaniu zagadnienia wydzielania się gazów z brył sferycznych. Zjawisko to może być ujęte następującym wzorem:

$$P = 1,41 P_0 \sqrt{\frac{\sin \pi \frac{r}{r_0}}{\pi \frac{r}{r_0}}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{r_0}\right)^2 s_c t\right] \quad (3.45)$$

gdzie:

- P - ciśnienie gazu w punkcie o promieniu r w chwili czasu t , w kg/cm^2 [MPa],
 P_0 - początkowe ciśnienie gazu, w $[\text{kg/cm}^2]$,
 r_0 - promień bryły węgla, w [cm],
 $a_c = \frac{K}{M} \frac{P}{m + \frac{a^* b R t}{(1 + b p)^2}}$,
 K - współczynnik gazoprzenikliwości węgla,
 M - lepkość metanu,
 m - porowatość węgla,
 a^* i b - stała równania Langmuira dla sorpcji metanu na węglu,
 R - stała gazowa,
 p - ciśnienie gazu, przy którym zachodzi jego sorpcja (w celu umożliwienia rozwiązania równania ciśnienie przyjmuje się stałe, np. maksymalne),
 T - temperatura gazu.



Rys. 53. Krzywe spadku ciśnienia gazu; węgiel z dwóch pokł. niebezpiecznych pod względem wyrzutów

Na wykresach (rys. 53) pokazano krzywe spadku ciśnienia gazu w bryłkach węgla kształtu kulistego, otrzymane w urządzeniu doświadczalnym (krzywe ciągłe) i obliczone według wzoru (3.45). Ponieważ w tych przypadkach rozpatrujemy wydzielanie się gazu do środowiska o normalnym ciśnieniu ($P_h = 1 \text{ atm}$) [0,098 MPa], otrzymane prędkości spadku ciśnienia są maksymalnie możliwe dla danej wielkości rozdrobnienia węgla. W warunkach naturalnych spadek ciśnienia w kruszonym pokładzie węgla powinien przebiegać znacznie wolniej. W zakładzie określono na brykietach węglowych i próbkach węgla prędkości rozprzestrzeniania się kruszenia lub częściowego naruszenia struktury węgla (np. przy przejściu do granicznego stanu naprężeń przy

procesie wyciskania węgla). Wyniki te były porównane z danymi o prędkości spadku ciśnienia w bryłach o takich samych wymiarach (tab. III.6). Z tabeli 1 wynika, że skruszenie nawet niedużych brykietów węglowych i próbek węgla przebiega z większą prędkością niż spadek ciśnienia gazu, przy czym różnica prędkości zwiększa się ze zwiększeniem objętości kruszonych brył. Stąd można wyciągnąć wniosek, że kruszenie pokładu węgla przy nagłej zmianie stanu naprężeń również przebiega z większą prędkością niż spadek ciśnienia gazu. Wynika stąd, że po rozluźowaniu węgla gazonośnego w większości przypadków gaz będzie powodował odrzucanie węgla do wyrobiska górniczego. Wystarczy na to ciśnienie o 1-2 at 0,098-0,196 MPa większe od ciśnienia atmosferycznego. W przypadkach najbardziej typowych dla wyrobisk węglowych odrzucenie gazem rozluźowanego węgla jest drugą fazą wyrzutu.

Tabela III.6

Czas spadku ciśnienia gazu z 10 do 1 atm [0,981 do 0,098 MPa] i rozprzestrzenienia się kruszenia w brykietach węglowych i próbkach węgla

Doświadczenie	Czas w sek przy promieniu brył w cm			
	20	10	5	2
Kruszenie brykietów na dużym stoisku pomiarowym	0,013	0,007	0,003	0,001
Kruszenie brykietów na małym stoisku pomiarowym	0,044	0,022	0,011	0,004
Naruszenie struktury węgla	0,20	0,10	0,05	0,02
Spadek ciśnienia gazu do 1 atm [0,098 MPa]	5,0	1,38	0,35	0,055

Trzecia faza jest to wyniesienie węgla w strumieniu gazu do wyrobiska górniczego; w tej ostatniej fazie czynnikiem decydującym o odległości wyniesienia węgla jest proces desorpcji gazu. Proces ten może być ujęty równaniem Wikkiego:

$$\delta = \frac{n_0 - n_t}{n_0} \quad (3.46)$$

gdzie:

- δ - jednostkowa ilość gazu wydzielająca się z bryły lub cząstki węgla w przeciągu czasu t ,
- n_0 - początkowa zawartość gazu, w g/g (gramów na gram substancji adsorbującej),
- n_t - zawartość gazu w chwili t , w g/g; zawartość ta może być obliczona ze wzoru:

$$n_t = (1 + A)C_0 r^3 \frac{8}{\pi} \sum \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{(\pi)^2 D_t}{r} \frac{D_t}{A} v^2 t\right) \quad (3.47)$$

gdzie:

$$\lambda = \frac{C_a - C_g}{C_g}$$

C_a - początkowa zawartość gazu w jednym cm^3 substancji adsorbującej wyłącznie z porami, w $[\text{g}/\text{cm}^3]$,

C_g - zawartość gazu w porach (wolna zawartość gazu), w $[\text{g}/\text{cm}^3]$ (nie uwarunkowana siłami sorpcji),

$$C_a = nS + \left(1 - \frac{S}{d}\right)C_g$$

n - równoważna ilość adsorbowanego gazu, w $[\text{g}/\text{g}]$,

$$n = \frac{eM}{V},$$

a - pojemność sorpcyjna substancji adsorbującej, w $[\text{cm}^3/\text{g}]$

M - ciężar molekularny gazu, w $[\text{g}/\text{mol}]$,

V - objętość gramocząsteczki, w $[\text{cm}^3/\text{mol}]$, (22114),

S - ciężar objętościowy substancji adsorbującej, w $[\text{g}/\text{cm}^3]$

d - ciężar właściwy substancji adsorbującej, w $[\text{g}/\text{cm}^3]$,

r - promień bryły lub okręchu substancji adsorbującej, w $[\text{cm}]$,

D_i - współczynnik dyfuzji, w $[\text{cm}^2/\text{sek}]$, który określamy ze wzoru

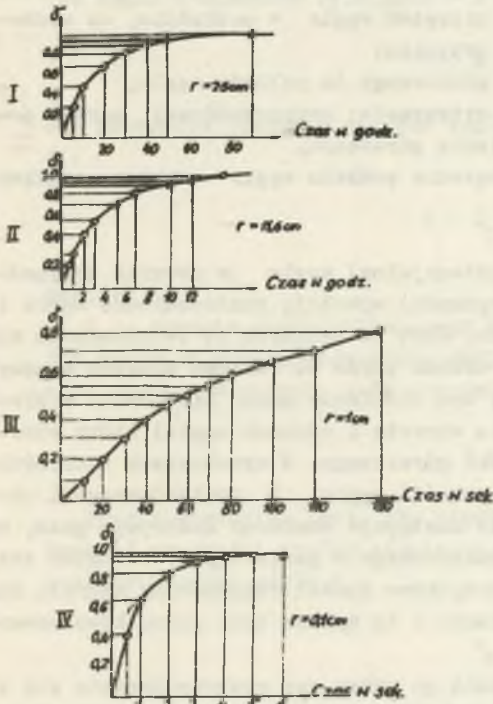
$$D_t = \frac{2r_p}{3} v$$

gdzie:

r_p - promień poru, w $[\text{cm}]$,

v - średnia prędkość ruchu cząsteczki, w $[\text{cm}/\text{sek}]$.

Dane o prędkości wydzielania się gazu z brył i okręgów jednego ze znanych wyzutów pokładu węgla Zagłębia Donieckiego w zależności od ich wymiarów (promienia) podano na rys. 54.



Rys. 54. Prędkość wydzielania się gazu z brył i ziarn węgla w zależności od ich wielkości

Porównanie pracy wynoszenia węgla do wyrobisk w strumieniu gazu z pracą rozszerzania się gazu i prędkością jego wydzielania się dowodzi, że wewnętrznej energii gazu i ilości sorbowanego przez węgiel gazu w warunkach naturalnych pokładów niebezpiecznych pod względem wyrzutów całkowicie wystarczy, aby odrzucić węgiel na odległość do 50 i więcej metrów. Odrzucenia takie zachodziły w rzeczywistości podczas dużych wyrzutów w wyrobiskach przygotowawczych.

Mechanizm wyrzutów można wyjaśnić w streszczeniu następująco: wyrzut jest następstwem raptownej zmiany stanu naprężeń węgla w pokładzie, co zachodzi wskutek jednej z następujących przyczyn:

- a) szybkiego wdarcia się wyrobiska górniczego do pokładu węgla,
- b) nagłego rozluźnienia stosunkowo wytrzymałej przyrodzokowej partii pokładu węgla pod działaniem ciśnienia górotworu,
- c) dynamicznego obciążenia lub odciążenia pokładu węgla wskutek nagłych ruchów skał otaczających,
- d) nagłego otwarcia pokładu węgla.

Wyzwolone siły sprężyste (energia potencjalna) węgla (w pewnych przypadkach - energia kinetyczna skał stropowych) wywołują rozdrobienie węgla i przesunięcie go w kierunku wyrobiska. Jest to związane ze zwiększeniem się szczeliniowości i wypływem gazu z układu porów do układu kanałów między kawałkami rozluźnianego węgla. Przy tym ciśnienie gazu skierowane w kierunku wyrobiska górniczego raptownie wzrasta i odrzuca węgiel który stracił związek z calizną, do wyrobiska górniczego. W wyrobiskach pochyłych odrzut zwiększa się wskutek siły ciężkości węgla. Z rozluźnianego i odrzuconego w kierunku wyrobiska węgla następuje wzmocniona desorpcja gazu, w wyniku czego tworzy się strumień zawieszony w gazie węgla. Strumień ten jest tym silniejszy, im bardziej początkowo został rozluźniany węgiel, im większy jest stopień jego rozdrobnienia i im wyższa była początkowa zawartość gazu w węglu.

Proces rozluźniania węgla i odrzucanie go przez gaz rozprzestrzenia się w głąb calizny aż do chwili, gdy węgiel wokół kawerny wyrzutu nie przejdzie do stanu równowagi stałej. Ilość wyrzuconego węgla jest tym większa, im większy był obszar początkowej nagłej zmiany stanu naprężeń, im większa jest objętość wyrobiska i im mniej jest przeszkód hamujących ruch węgla i gazu. Nawet stosunkowo nieduże siły przyłożone do odsłoniętej powierzchni pokładu lub też przeszkody na drodze przesuwania się węgla mogą wywołać samoczynne podsadzenie i zahamować wyrzut.

Podział wyrzutu na poszczególne fazy dokonany został dlatego, aby można było kolejno rozpatrzyć poszczególne procesy składające się na wyrzut. W rzeczywistości zmiana stanu naprężeń, rozluźnianie węgla, jego przemieszczenie, powstawanie szczelin, zwiększanie się ciśnienia gazu w kierunku wyrobiska, odrzucanie węgla, wydzielanie się gazu, desorpcja gazu i powstanie strumienia węgla zawieszony w gazie zachodzą prawie równocześnie.

Wnioski praktyczne

Pierwszym ważnym wnioskiem praktycznym, wynikającym z teorii wyrzutów, jest określenie warunków ich powstawania.

Zasadniczym warunkiem zainicjowania wyrzutu jest zwolnienie w pobliżu wyrobiska górniczego takiej ilości energii potencjalnej węgla W i energii kinetycznej skał E , które wystarczałyby do wykonania pracy przemieszczenia węgla w kierunku wyrobiska - F i jego rozluźnienia - U :

$$W + E > F + U \quad (3.48)$$

Dla przypadku otwarcia pokładu węgla warunek ten przedstawia się w postaci:

$$W + Q_p > F + U \quad (3.49)$$

gdzie:

Q_p - energia gazu znajdującego się w wolnej objętości porów.

Dla wyrobisk przygotowawczych, znajdujących się poza strefą wpływu wyrobisk eksploatacyjnych, wzór przyjmie postać:

$$W > F + U \quad (3.50)$$

Drugim warunkiem jest, aby prędkość rozluźniania węgla v_p była większa od prędkości spadku ciśnienia gazu w pustkach i dużych szczelinach rozluźnianego węgla v_d :

$$v_p > v_d \quad (3.51)$$

Trzecim warunkiem istotnym tylko dla wyrobisk o małym upadzie poziomych i wznoszących się, jest zachowanie ciśnienia gazu do chwili zakończenia rozluźniania węgla na poziomie wyższym, niż wynosi opór stawiany przez rozluźniany węgiel na jego odrzucenie

$$p > \frac{m}{g} [g(f \cos \alpha \pm \sin \alpha) + v] \quad (3.52)$$

gdzie:

v - przyspieszenie niezbędne do odrzucenia węgla.

Wzory powyższe nie są założonym schematem, pod który podciąga się pojęcia o zainicjowaniu i rozwoju wyrzutów. Wzory te wynikają z wywodów opartych na obszernym materiale doświadczalnym o własnościach pokładów węgla i następnej analizie warunków powstawania wyrzutów.

Teoria umożliwia nie tylko określenie warunków prawdopodobieństwa powstania wyrzutów, lecz pozwala również w przybliżeniu obliczyć siłę wyrzutu

drogą porównania wyzwolonej przez węgiel, gaz i skały otaczające energii z jednej strony, a pracy przemieszczenia węgla, rozdrobnienia węgla i jego odrzucenia do wyrobiska górniczego z drugiej.

Na obecnym etapie rozwoju teorii obliczenia takie mają tylko charakter orientacyjny, lecz i poziom techniki doświadczeń, która nie ma dotychczas dostatecznie dokładnych danych o szeregu własności mechanicznych i gazodynamicznych węgla (wytrzymałość węgla w caliznie, rozluźnialność, przenikliwość calizny dla gazu itp). Pod tym względem teoria daje możliwość prawidłowego wyznaczenia dalszych kierunków badań nad zjawiskami dynamicznymi, a w szczególności nad wyrzutami węgla i gazów, a mianowicie:

- rozwinięcie metod i techniki doświadczeń nad badaniami wytrzymałości węgla i skał oraz stworzenie na tej podstawie teorii wytrzymałości skał szczelinowatych,
- badanie procesów rozluźniania skał przez siły statyczne i dynamiczne, gdy znajdują się one pod ciśnieniem,
- opracowanie metod określania własności mechanicznych oraz stanu naprężeń węgla i skał w caliznie, w warunkach kopalnianych,
- opracowanie metod badania gazoprzenikliwości i ruchu gazu w pokładzie węgla,
- badanie procesów filtracji gazu w pokładach węgla i wydzielania się gazu do wyrobisk górniczych, metodami hydromodelowania i elektromodelowania,
- doświadczalne i teoretyczne badanie procesu wydzielania się gazu w trakcie rozluźniania węgla,
- wykorzystanie teorii ciśnienia górotworu dla dalszego rozwoju nauki o zjawiskach dynamicznych, w tym nauki o wyrzutach, jak również dla stworzenia teorii pokładu chroniącego i teorii otworów wyprzedzających.

Zebrałe materiały doświadczalne i teoretyczne mogą być w następujący sposób wykorzystane w praktyce do walki z wyrzutami węgla i gazu:

1. Wykorzystanie teorii do określenia podstawowych zasad oceny stopnia niebezpieczeństwa pokładów węgla i poszczególnych partii wyrobisk górniczych pod względem wyrzutów przez jakościowe, a w pewnych przypadkach i ilościowe, uwzględnianie czynników istotnych dla powstania wyrzutu. Tu przede wszystkim należy mieć na uwadze ewidencję (statystykę) stopnia jednorodności struktury pokładu węgla, własności wytrzymałościowych węgla, konfiguracji wyrobisk górniczych i stanu dynamiki gazu w strefie przyprzodkowej.
2. Określenie podstawowych zasad zapobiegania wyrzutom w zależności od warunków geologicznych i górniczo-technicznych. Zrozumienie przyczyn wyrzutów umożliwi dokonanie prawidłowego wyboru regionalnych lub lokalnych sposobów walki z nimi. Sposoby te w pewnych przypadkach mogą polegać na regulacji ciśnienia górotworu (np. przy inicjowaniu wyrzutów przez energię kinetyczną skał stropowych), w innych na degazacji pokładów węgla, w jeszcze innych zaś na zwiększeniu stabilności pokładu węgla.

3. Wykorzystanie teorii do ustalenia mechanizmu zapobiegania wyrzutom, umożliwienia obliczeń niektórych technicznych środków zaradczych oraz opracowania sposobów zwiększenia ich skuteczności. Na przykład teoria stwarza możliwość określenia mechanizmu działania zapobiegawczego za pomocą otworów wyprzedzających, daje możliwość ustalenia w pewnym przybliżeniu takich parametrów, jak: odległość otworów, ich głębokość, średnica, kąt nachylenia do osi wyrobiska; dalej możliwość ocenienia skuteczności wybierania ochronnych pokładów węgla i wykorzystania w tym celu pokładów pozabilansowych, szczelin i wrębów, zaleca obliczać tarcze osłonowe dla wykonywania wyrobisk, umożliwia określać optymalną wielkość zabioru przy strzelaniu wstrząsowym; oceniać celowość kombinowania różnych sposobów udostępniania pokładów niebezpiecznych pod względem wyrzutów.
4. Teoria daje podstawy naukowe do wyboru systemu udostępniania i wybierania pokładów węgla niebezpiecznych pod względem wyrzutów węgla i gazu.

III.4. Model wyrzutu według H. Gila

Ujmuje wszystkie podstawowe czynniki tj. stan naprężeń w porowatym szkielecie, ciśnienie gazu oraz własności fizykomechaniczne węgla i skał, których współdziałanie decyduje o powstawaniu i rozwoju zjawiska wyrzutu węgla gazu i skał.

Model wyrzutu (kryterium wyrzutu) wyprowadzono przyjmując podstawowe założenie, że istnieje wpływ ciśnienia gazu oraz naprężeń pierwotnych wynikających z głębokości zalegania pokładu na wytrzymałość odkrytej calizny, a nie tylko na rozkład naprężeń w jej sąsiedztwie. Mechanizm wyrzutu ujęto makroskopowo podchodząc do tego zjawiska z punktu widzenia teorii plastyczności [36].

Dodatkowo przyjęto następujące założenia:

1. Stan naprężeń w pokładzie zbliżony jest do naprężeń w sąsiedztwie swobodnego końca kruchego porowatego pasma ściśkanego między dwiema sztywnymi porowatymi płytami.
2. W otoczeniu świeżo odkrytej calizny ciśnienie gazu zmienia się liniowo w stosunku do ciśnienia atmosferycznego, co oznacza że zachodzi zjawisko filtracji.
3. Składowa pozioma naprężenia pierwotnego zmienia się skokowo na ociosie wyrobiska, co wiąże się z odciążeniem pokładu.

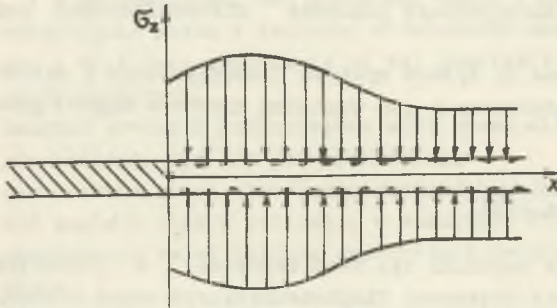
Przy powyższych założeniach stan naprężeń w pokładzie w niewielkiej odległości od czoła wyrobiska można przyjąć z rozwiązania Prandtla [82], które ma postać:

$$G_x^* = p - k \frac{x}{h} + 2k \sqrt{1 - \frac{x^2}{h^2}} \quad (4.1)$$

$$\sigma_z^* = \bar{p} - k \frac{x}{h}; \quad \tau^* = k \frac{x}{h} \quad (4.2)$$

gdzie:

- \bar{p} - stała dowolna,
- k - stała plastyczności węgla,
- h - połowa grubości pokładu lub warstwy wyrzutowej,
- x, z - współrzędne kartezjańskie pokazane na rys. 55.



Rys. 55. Rozkład naprężeń pionowych $\sigma_z(x)$ wywołanych wyrobiskiem

gazem na szkielet twardy działają naprężenia [67].

$$P_x = -(1 - m)(n\gamma H - p) \quad (4.3)$$

$$P_y = -(1 - m)(n\gamma H - p) \quad (4.4)$$

$$P_z = -(1 - m)(\gamma H - p) \quad (4.5)$$

gdzie:

- p - jest ciśnieniem gazu w porach,
- m - porowatością ośrodka,
- $n = \frac{\gamma}{1 - \nu}$;
- ν - współczynnik Poissona.

Składową naprężenia (4.5) słuszną dla pokładu można traktować jako obciążającą strop pokładu lub warstwy wyrzutowej, jeśli pominiemy przyrost naprężenia wywołany grubością pokładu i zmienimy porowatość m na m_1 . Na ogół bowiem porowatość węgla lub warstwy skalnej wyrzutowej m nie pokrywa się z porowatością m_1 skał otaczających. Składową naprężenia pierwotnego (4.3) "spinająca" pasmo musi być brana pod uwagę przy wyznaczeniu stałej \bar{p} .

Rys. 55 przedstawia pasmo powstałe przez wycięcie dwoma przekrojami prostopadłymi do czoła ściany lub ociosu wyrobiska chodnikowego odległymi od siebie o jednostkę długości. Strzałki obrazują naprężenie $\sigma_z^*(x)$ wywołane wyrobiskiem i głębokości zalegania pokładu.

Pokład węgla lub warstwa skały wyrzutowej posiadają naprężenie pierwotne. W ośrodku porowatym nasyconym

Stałą \bar{p} w równaniach (4.1) i (4.2) należy wyznaczyć z warunku, że odłupywanie warstw wzdłuż płaszczyzn kliważu (łuszczenie) jest równoczesne ze spadkiem do zera siły działającej prostopadle do płaszczyzny pęknięcia. Siła działająca w płaszczyźnie $x = x_0$ położonej w niewielkiej odległości od ociosu ma postać:

$$P = \int_{-h}^h (G_x^* + \bar{p}_x) dz \quad (4.6)$$

przy czym zgodnie z równością (4.3)

$$\bar{p}_x = -(1 - m)(n\eta H + \text{grad}p x_0).$$

Jak wykazano w pracy [73] rozwiązanie Prandtla jest słuszne już dla wielkości $x \geq x_0$ przy czym x_0 jest w przybliżeniu równe miąższości pokładu.

W obszarze $(0, x_0)$ pokład przechodzi w stan spękań, co pociąga za sobą zerowanie się całki (4.6) w płaszczyźnie $x = x_0$ i na wyznaczenie stałej \bar{p} otrzymuje się warunek:

$$\bar{p}h - kx_0 + k \int_{-h}^h \sqrt{1 - \frac{z^2}{h^2}} dz - (1 - m)[n\eta H + \text{grad}p(x)]h = 0 \quad (4.7)$$

Stąd

$$\bar{p} = k\left(\frac{x_0}{h} - \frac{\pi}{2}\right) + (1 - m)(n\eta H + \text{grad}p x_0) \quad (4.8)$$

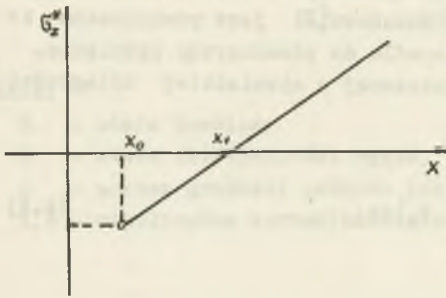
Zgodnie z (4.8) rozkład naprężenia w pokładzie skłonnym do wyrzutu lub w warstwie wyrzutowej ma postać:

$$G_x^* = -\frac{k}{h}(x - x_0) + 2k\sqrt{1 - \frac{z^2}{h^2}} - \frac{\pi k}{2} + (1 - m)(n\eta H + \text{grad}p x_0) \quad (4.9)$$

$$G_z^* = -\frac{k}{h}(x - x_0) - \frac{\pi k}{2} + (1 - m)(n\eta H + \text{grad}p x_0) \quad (4.10)$$

$$\tau^* = +k \frac{z}{h}$$

Linowy rozkład krytycznego naprężenia pionowego w pokładzie pokazano na rys. 56.



Rys. 56. Liniowy rozkład naprężenia w pokładzie

Równania (4.9) i (4.10) wskazują na liniowy przebieg wytrzymałości pokładu. W miarę oddalania się od odciosu wyrobiska wytrzymałość wzrasta, jednakże istnieje obszar w pokładzie o szerokości wyznaczonej przecięciem prostej z osią x (rys. 56), w którym występują naprężenia rozciągające wywołujące całkowitą utratę stateczności odciosu. Szerokość tego obszaru zależy od pierwotnego naprężenia poziomego w szkielecie, ciśnienia gazu w porach, porowatości i wytrzymałości

węgla przy jednoosiowym ściskaniu. Przy obecności gazu w pokładzie zniszczenie pokładu w tym obszarze musi przebiegać w sposób lawinowy, co wyjaśnia makroskopowy mechanizm wyrzutu.

Dla zachowania stateczności należałoby przyłożyć siłę przeciwdziałającą płynięciu odciosu. W praktyce czynnikiem wstrzymującym wyrzut jest zwykle strefa odprężona o określonej szerokości.

Szerokość strefy odprężonej $l_0 + x_0$ można wyznaczyć z warunku, że siła tarcia na styku części odprężonej pokładu ze stropem równa się sile wypychającej pokład w punkcie $x = x_0 + l_0$ wyliczonej w oparciu o równość (4.9). Uwzględniając oddziaływanie wyrobiska można napisać:

$$-2kl_0 + 2(1 - m)(n_1H + \text{grad}p_{x_0})h = (l_0 + x_0) [G_{\text{sr}} + (1 - m_1)(H - p_0)] \text{tg}\varphi \quad (4.12)$$

gdzie:

G_{sr} - jest średnim całkowym naprężeniem wywołanym wyrobiskiem wziętym po długości l_0 , określane wzorem:

$$G_{\text{sr}} = \frac{1}{l} \int_{l_2}^{l_1} G(x, z, t) dx,$$

l - odcinek po którym liczymy średnie naprężenie całkowite [m],

t - czas [rok],

n - współczynnik boczno rozpięcia skał,

H - składowa pionowa naprężenia pierwotnego,

m_1 - porowatość skał stropowych,

p_0 - ciśnienie porowe w skałach stropowych,

φ - kąt tarcia wewnętrznego materiału odprężonego.

Równość (4.12) stanowi poszukiwane kryterium wyrzutu.

Specyfikując G_{sr} można z wyprowadzonego kryterium obliczyć wielkość l_0 . W oparciu o pracę [41] można określić G_{sr} dla czynnego wyrobiska ścianowego i praktycznie wykorzystać kryterium (4.12) w problematyce zwalczania

wyrzutów w trakcie prowadzenia eksploatacji. Zależność (4.10) można natomiast wykorzystać do prognozowania wyrzutów, jeśli przed przystąpieniem do eksploatacji wyznaczy się tkwiące w niej parametry. Pokład będzie zagrożony wyrzutami, jeśli parametry go charakteryzujące spełniają następującą nierówność:

$$-\pi k + 2(1 - m)[n\eta H + \text{grad}p(x_0)] \geq 0 \quad (4.13)$$

Nierówność (4.13) słuszna zgodnie z (4.10) w punkcie $x = x_0$ nie jest miarą skłonności substancji do wyrzutu, lecz miarą warunków w których wyrzuty mogą wystąpić. Obowiązuje ona dla węgla i skał skłonnych do wyrzutu.

Rozważania przeprowadzone w niniejszej pracy pozwalają stwierdzić, że wyrzut związany jest ściśle ze stanem naprężeń i ciśnieniem gazu w górotworze. Niezależność od naprężeń jest tylko pozorna, na co wskazują równości (4.9) i (4.10) w przypadku, gdy wytrzymałość węgla lub skały jest bardzo mała. Gaz spełnia rolę czynnika niszczącego szkielet i unoszącego ziarna materiału. Składowa pozioma naprężenia w szkielecie obniża wytrzymałość pokładu.

W strefie przyociosowej występują naprężenia rozciągające wywołujące całkowitą utratę stateczności ociosu i lawinowy przebieg pęknięcia, co z kolei wyjaśnia makroskopowy mechanizm wyrzutu.

Podane powyżej kryterium wyrzutu nie uwzględnia wpływu tektoniki rozpatrywanego pokładu (warstwy skały płonnej) na proces powstawania i rozwoju wyrzutu. Zagadnienie to przeanalizowano w dalszej części pracy [37], w której uogólniono podane kryterium na przypadek prowadzenia wyrobisk chodnikowych w strefie zagrożonej wyrzutami w sąsiedztwie szczeliny uskokowej. W końcowej części tej pracy podano również przykłady praktycznego zastosowania kryterium.

III.4.1. Wpływ uskoków na możliwość występowania wyrzutów w ich sąsiedztwie

Obecność uskoków w górotworze zwiększa składową poziomą naprężenia pierwotnego poprzez zwiększenie współczynnika poziomego rozpierania skał. Wobec tego należy rozważyć wpływ parametrów geometrycznych szczeliny uskokowej na wielkość współczynnika poziomego rozpierania skał oraz wpływ poziomej składowej naprężenia pierwotnego na wytrzymałość calizny w jej sąsiedztwie, a co za tym idzie na możliwość wystąpienia wyrzutu. Zagadnieniem poszukiwania rozkładu naprężenia na konturze szczeliny Griffitha o znacznym jej kształcie zajmował się Sneddon [88].

W przypadku gdy kształt szczeliny zadano w postaci:

$$U_y(x, 0) = \begin{cases} W(x) & \text{gdy } 0 < x < a \\ 0 & \text{gdy } x > a \end{cases} \quad (4.14)$$

wówczas naprężenie działające prostopadle do konturów szczeliny

$$\sigma_y = -p(x)$$

dane jest wzorem:

$$P(x) = \frac{2}{\pi} \frac{d}{dx} \int_0^x \frac{f(t) dt}{\sqrt{x^2 - t^2}} \quad (4.15)$$

gdzie:

$U(x, 0)$ - składowa pionowa wektora przemieszczenia,

$f(t)$ - funkcja czasu, określana wzorem:

$$f(t) = - \frac{E_1}{2(1 - \nu^2)} \int_t^a \frac{W'(s)}{\sqrt{s^2 - t^2}} ds \quad (4.16)$$

E_1 - moduł Younga,

ν - współczynnik Poissona,

$W'(x)$ - pochodna funkcji $W(x)$.

Jeżeli założymy, że górotwór zachowuje się jak ciało liniowo-sprężyste oraz przyjmujemy, że kształt szczeliny uskoku pionowego opisuje w przybliżeniu funkcja:

$$W(x) = A \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) \quad (4.17)$$

wówczas rozkład naprężenia na konturze szczeliny zgodnie z (4.15), określa wzór:

$$P(x) = \frac{2AE_1}{\pi(1 - \nu^2)a} E(k) \quad (4.18)$$

gdzie:

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} d\varphi - \text{całka eliptyczna drugiego rodzaju}$$

$$k = \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}$$

a - połowa szczeliny ($\frac{1}{2}$ jej długości),

A - połowa długości amplitudy.

Dla: $x = 0$, $E_{(k)} = 1$ i wzór (4.18) określa wielkość przyrostu naprężenia w miejscu największego rozwarcia szczeliny:

$$P(0) = \frac{2AE_1}{\pi(1 - \nu^2)a} \quad (4.19)$$

Przyrost naprężenia cisnącego wywołanego szczeliną uskokową zależy od amplitudy uskoku, stałych materiałowych górotworu oraz długości szczeliny. W sąsiedztwie szczelin uskokowych o niewielkich rozmiarach przyrost naprężenia jest duży. Wartość naprężenia wyrażona wzorem (4.19) ma wpływ na wielkość współczynnika poziomego rozpierania skał (α). Można powiedzieć, że amplituda szczeliny, jej długość i charakter skał mają decydujący wpływ na ten współczynnik. W skałach zwięzłych α rośnie, w miękkich maleje. Jego wartość średnią dla danej głębokości można wyznaczyć ze wzoru:

$$\alpha \gamma_H = n \gamma_H = \frac{2AE_1}{\pi a(1 - \nu^2)} \quad (4.20)$$

dzieliąc obustronnie przez γ_H otrzymamy:

$$\alpha = n + \frac{2A}{\pi a(1 - \nu^2)} \frac{E_1}{\gamma_H} \quad (4.21)$$

Powyższy wzór mówi, że w sąsiedztwie szczeliny ma miejsce przyrost parametru α . Dla szczelin uskokowych o małych długościach współczynnik α może się zwiększyć kilkakrotnie i może mieć decydujący wpływ na stateczność odciosu chodnikowego w bezpośrednim sąsiedztwie uskoku. Znajomość parametru uskoku pozwala na wyspecyfikowanie współczynnika α .

III.4.2. Kryterium wyrzutu w wyrobisku chodnikowym w sąsiedztwie szczeliny uskokowej

Na podstawie długoletnich obserwacji prowadzonych w kopalniach stwierdzono, że w przypadku prowadzenia robót górniczych w sąsiedztwie uskoków dochodzi w tych obszarach do wyrzutów. Z tego względu obecność uskoków w górotworze potraktowano jako jedną z zasadniczych naturalnych przyczyn występowania tych zjawisk.

Jak wykazano wyżej, obecność uskoku w górotworze zaburza pierwotny stan naprężenia i składowa pozioma różni się zwykle w jego sąsiedztwie od wielkości $n\gamma_H$.

Jeśli wykorzystamy wzór (4.21) określający współczynnik poziomego rozpierania α to kryterium (4.12) można uogólnić i będzie ono opisywać stan krytyczny w sąsiedztwie uskoku. Uogólnione kryterium wyrzutu ma postać:

$$-\frac{\pi k}{2} + (1 - m)(\alpha \gamma H + p_0) = G_z(l_0, t) - \gamma H \quad (4.22)$$

W powyższym wzorze napężenie $G_z(l_0, t)$ musi być wyliczone na podstawie innych rozważań.

Dla wyrobiska chodnikowego rozkład napężenia $G_z(x)$ w jego ociosie określona wzór podany przez S.G. Michlina w postaci:

$$G_z(x) = \frac{P}{4} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 - a^2}} \right) \quad \text{dla } x > a \quad (4.23)$$

gdzie:

2a - szerokość chodnika,

P - γH .

Uwzględnienia wzoru (4.23) w kryterium (4.22) daje następujące kryterium wyrzutu dla ociosu chodnika:

$$-\frac{\pi k}{2} + (1 - m)(\alpha \gamma H + P_0) = \frac{P}{4} \left(1 - \frac{l_0}{\sqrt{l_0^2 - a^2}} \right) - \gamma H \quad (4.24)$$

Kryterium wyrzutu dla wyrobiska chodnikowego wyrażone powyższym wzorem można wykorzystać praktycznie dla prognozowania zjawiska wyrzutu oraz dla oceny możliwości prowadzenia chodnika w strefie zagrożonej, tzn. do określania szerokości strefy, która musi być odprężona przed prowadzeniem chodnika.

III.4.3. Praktyczne możliwości wykorzystania kryterium (4.24)

Pokażemy teraz jak kryterium (4.24) można wykorzystać dla oceny bezpiecznego prowadzenia przekopu C (KWK "Nowa Ruda", pole "Wacław" przez strefę zagrożoną w sąsiedztwie uskoku "Głównego". Przy określonych parametrach występujących w lewej stronie równości (4.24) istnieje odpowiednia szerokość strefy odprężonej wstrzymującej wyrzut. Szerokość ta pokrywa się z długością otworów odprężających. Szerokość strefy odprężonej można wyliczyć z warunku, że siła tarcia przeciwdziałająca niestateczności ociosu musi się równać sile wypychającej ocios wyrażonej przez lewą stronę równości (4.24). Wpływ chodnika można pominąć.

Dla pokładu lub warstwy wyrzutowej o grubości h równość ta ma postać licząc na 1 mb ociosu:

$$100 \lg \text{tg} \zeta = h \left[-\frac{\pi k}{2} + (1 - m)(\alpha \gamma H + P_0) \right] 10^2 \quad (4.25)$$

Z tej równości można wyliczyć l jako funkcję pozostałych parametrów charakteryzujących wyrzut:

$$l = \frac{h[-\pi k + 2(1 - m)(\alpha \gamma H + P_0)]}{200 \gamma H \tan \zeta} 10^2 \quad (4.26)$$

gdzie:

- h - grubość pokładu lub warstwy w (cm),
- k - wytrzymałość na ściskanie przy stanie jednoosiowym w kg/cm^2 [MN/m^2],
- m - porowatość w %,
- α - współczynnik poziomego rozpięcia skał,
- H - głębokość zalegania pokładu lub warstwy wyrzutowej w (m),
- γ - ciężar objętościowy skał w T/m^3 [Mg/m^3],
- γH - wartość składowej naprężenia pierwotnego przyjmowana w kg/cm^2 [MPa],
- P_0 - ciśnienie gazu w otworze w kg/cm^2 [MPa],
- ζ - kąt tarcia wewnętrznego materiału odprężonego [$^\circ$].

Z wzoru (4.26) wyliczymy wymaganą długość strefy odprężonej koniecznej dla prowadzenia przekopu C przez strefę zagrożoną.

Jak wynika z danych geologicznych parametry występujące we wzorze (4.26) przyjmują następujące wartości: $h = 150$ cm; $k \approx 20$ kg/cm^2 [2 MN/m^2], $H = 600$ m; $\gamma H = 150$ kg/cm^2 [$14,715 \text{ MPa}$], $m = 6,66\%$; $P_0 = 50$ kg/cm^2 [$4,905 \text{ MPa}$] $\zeta = 20^\circ$, $\alpha = 2$ - wartość przyjęta, gdyż nie może być wyliczona z danych geologicznych zawartych w opracowaniu.

A wartość l wynosi:

$$l = \frac{150[-20,3,14 + 2(1 - 0,0666)(2 \cdot 150 + 50)]}{200 \cdot 150 \tan 20^\circ} \cdot 10^2 = 981 \text{ cm}$$

Przyjmujemy dla bezpieczeństwa $l = 10,0$ m. Z wyliczeń wynika, że szerokość strefy odprężonej w czole i ociosach przekopu nie może być mniejsza od 10,0 metrów.

Wyliczona wzorem (4.26) wartość l może się zmienić w zależności od wytrzymałości skały porowatej. Przykładowo dla wytrzymałości $k = 100$ kg/cm^2 [10 MN/m^2] wartość $l = 7,8$ m i zbliża się do szacowanej praktycznie przez Kopalnię. W skałach mocnych można zatem przyjąć wartość ustaloną praktycznie i wynoszącą około 6,0 m, a dla warstwy wyrzutowej o małej wytrzymałości wartość wyliczoną równą ok. 10,0 m. Kryterium (4.26) można wykorzystać również do prognozy wyrzutu. Wyrzut nastąpi w sytuacji jeśli parametry, które go charakteryzują spełniają następującą nierówność:

$$-\pi k + 2(1 - m)(\alpha \gamma H + P_0) > 0. \quad (4.27)$$

Z nierówności tej wynika, że wyrzut może nastąpić również w skałach mocnych nasyconych gazem. Dla prognozy wyrzutu należy mierzyć wytrzymałość skał lub węgla, porowatość, ciśnienie gazu oraz składową poziomą naprężenia pierwotnego.

IV. ZAKOŃCZENIE

Przedstawione w niniejszej pracy modele wyrzutu stanowią próbę matematycznego opisu procesu powstawania i rozwoju tego zjawiska. Różnica między poszczególnymi modelami polega w głównej mierze na różnych założeniach poczynionych przez autorów na wstępie prac.

W modelach S.A. Christianowicza, A.A. Nikolskiego i J. Gunthera głównym założeniem jest, że gaz w pokładzie węgla znajduje się w stanie wolnym; gaz sorbowany natomiast nie bierze bezpośrednio udziału w powstawaniu wyrzutu. W pracy Nikolskiego założono warunki idealne występowania gazu w caliznie - gaz znajduje się w stanie wolnym i podlega adyabatycznemu rozprężaniu; Christianowicz przyjmuje, że gaz zasorbowany na powierzchni cząstek uprzednio rozdrobnionego węgla wpływa na rozprzestrzenianie się fali wyrzutu, natomiast J. Gunther uważa, że gaz sorbowany w węglu przyczynia się w końcowej fazie wyrzutu (na skutek desorpcji) do pneumatycznego transportu węgla do wyrobiska.

W ww. modelach główną rolę w procesie powstawania wyrzutu przypisuje się gazowi wolnemu występującemu w pokładzie węgla w porach i szczelinach. Ciśnienie górotworu natomiast wg Gunthera jest czynnikiem współdziałającym w procesie powstawania wyrzutów, obok własności fizycznych węgla i tektoniki rozpatrywanego pokładu; wg Christianowicza ciśnienie górotworu ma znaczenie drugorzędne; wpływa jedynie na kształtowanie się niektórych parametrów fizykomechanicznych węgla (np. na zmianę porowatości, co prowadzi do zmiany gazoprzepuszczalności węgla) oraz zapoczątkowuje proces kruszenia się węgla przez szybko wydzielający się gaz; w pracy Nikolskiego w ogóle pominięto ciśnienie górotworu w procesie wyrzutu.

Wszystkie trzy wymienione powyżej modele traktują o wyrzucie węgla i gazu w wyrobiskach ścianowych; pominięto mechanizm występowania wyrzutów w wyrobiskach korytarzowych, które statystycznie biorąc, występują zdecydowanie częściej. Nie uwzględniono również mechanizmu wyrzutów skał płonnych (piaskowca) i gazu.

Zapoczątkowanie zjawiska wyrzutu wg Christianowicza następuje w momencie zniszczenia struktury węgla i jego kruszenia na skutek dużego spadku ciśnienia gazu w warstwie przyociosowej. Sytuacja taka ma miejsce np. przy dostatecznie szybko przesuwałcej się powierzchni przodku. W przypadku zapoczątkowania takiego procesu będzie tworzyć się fala wyrzutu przemieszczająca się w głąb pokładu węgla kosztem energii sprężonego gazu wolnego znajdującego się między rozdrobnionymi cząstkami węgla, jak również gazu zasorbowanego na powierzchni tych cząstek.

Według Nikolskiego do zaistnienia wyrzutu dochodzi w momencie rozkruszenia przyprzodkowej warstwy węgla, do czego wymagany jest pewien graniczny spadek ciśnienia gazu powodujący odrywanie się warstwek węgla od nienaruszonego masywu. W węglach o małej mechanicznej wytrzymałości fale wyrzutu mogą powstawać przy mniejszych różnicach ciśnień między calizną a atmosferą aniżeli w skałach mocnych. Po zapoczątkowaniu wyrzutu tworzy się fala wyrzutu rozchodząca się w głąb pokładu ze znaczną prędkością i powodująca rozkruszanie się poszczególnych warstwek węgla. Rozkruszony węgiel za czołem fali będzie wyrzucany w kierunku przeciwnym. Przedstawione teorie falowe powstawania wyrzutu zostały potwierdzone eksperymentem przeprowadzonym w 1956 r. przez W.S. Krawczenkę [97]. Do tego czasu utrzymywał się pogląd, że gaz nie jest w stanie wykonać zniszczenia węgla (patrz praca Coeuilleta - str. 65).

Przeprowadzony przez Krawczenkę eksperyment imitował nagły wyrzut węgla i gazu. W stalowym cylindrze umieszczono i uszczelniono kawałek węgla w kształcie prostopadkościanu o wymiarach 4 x 4 x 20 cm. Otwór cylindra zamknięto hermetycznie przeponą z ebonitu, a następnie nasycono próbkę gazem (CH_4 lub CO_2) do ciśnienia 20-30 at [1,962-2,943 MPa]. Po nagłym przebicciu przepony i odsłonięciu węgla nasyconego gazem, zachodziło rozdrabnianie i wyrzut węgla, które posuwało się w głąb cylindra w postaci fali rozdrabniania. Prędkość rozchodzenia się fali rozdrabniania dochodziła do 91 m/sek; natomiast w przeciwnym kierunku wyrzucany był gaz i rozdrobniony węgiel. Na podstawie przebiegu wyrzutu wywołanego w laboratorium autor uważa, że zjawisko to powstaje przy nagłym odsłonięciu węgla nasyconego gazem pod odpowiednim ciśnieniem. W zakończeniu pracy Krawczenko sugeruje stosowanie metody odgazowania pokładu jako główną metodę walki z wyrzutami węgla i gazu.

Należy jednakże w tym miejscu zauważyć, że stosowanie w praktyce [9, 15, 17] metod odgazowania nie zabezpiecza w pełni przed zagrożeniem wyrzutowym; zdarzają się wyrzuty w miejscach stosowania tej metody. Przeprowadzone przez Krawczenkę doświadczenie dotyczy pewnego szczególnego przypadku zainicjowania wyrzutu, mianowicie przy gwałtownym odsłonięciu powierzchni węgla, które może wystąpić przy odstrzale ładunków MW. W pracy [97] W.S. Krawczenko dokonuje analizy wyników pomiarów z przeprowadzonego w laboratorium doświadczenia, a wzorami podanymi w pracy [20] przez S.A. Christianowicza. Z przeprowadzonego porównania wynika, że przytoczone w pracy [20] wzory (1.93), (1.95), (1.102), (1.109) są słuszne tylko w ustalonych przedziałach zmian ciśnienia gazu na froncie fali kruszenia (p_0), które zależą z kolei od ciśnienia gazu w głębi nienaruszonego pokładu (P).

J. Gunther opierając się na przeprowadzonych badaniach *in situ* oraz rozważaniach analitycznych przedstawionych w niniejszym modelu wyrzutu uważa, że główną rolę w procesie zapoczątkowania wyrzutu posiadają strefy ciśnień gazu wolnego w pokładzie węgla, tzw. strefy parcia gazu. Występowanie tych stref jest uzależnione od strefy maksymalnych koncentracji na-

przezeń. W praktyce strefy parcia występują w odległości od 1 m do kilku a nawet kilkunastu metrów od czoła frontu (w zależności od szerokości strefy odprężonej).

Przedstawione w rozdziale III niniejszej pracy modele R. Coeuilleta, W.G. Gmoszyńskiego, W.W. Chodota i H. Gila zjawisko ujmują wieloparametrowo; uwypuklając w szczególności rolę stanu naprężeń w tej problematyce.

Z analizy modelu Coeuilleta wynika, że zasadniczą rolę w procesie wyrzutu posiada nacisk górotworu na gazonośny pokład węgla. W przypadku małej mechanicznej wytrzymałości pokładu stan naprężeń w pokładzie może przewyższyć wytrzymałość calizny węglowej i spowodować wypychanie węgla do wyrobisk. Po zainicjowaniu takiego procesu niszczenia, szybko rozprężający się gaz powoduje pneumatyczny transport węgla do wyrobiska. Istotnymi czynnikami w problematyce wyrzutów, jak wykazano w pracy Coeuilleta, są obok stanu naprężeń parametry mechanicznej wytrzymałości węgla, przy czym szczególnie uwidacznia się ważność współczynnika Poissona, kąta tarcia wewnętrznego i kohezji.

Głównym niedostatkim pracy jest pominięcie ciśnienia gazu w rozważaniach matematycznych dotyczących aspektu między naprężeniami w pokładzie a jego wytrzymałością.

Model wyrzutu wg Gmoszyńskiego opisuje matematycznie fazę przygotowawczą wyrzutu i określa przyczyny wpływające na możliwość zaistnienia wyrzutu. Praca posiada znaczenie praktyczne; wyprowadzono wzór na szerokość strefy odprężonej (wzór 2.20).

Rozważania analityczne potwierdzono eksperymentem w laboratorium. Na podstawie wyprowadzonych wzorów w przedstawianym modelu, Gmoszyński określa podstawowe parametry metody zwalczania wyrzutów otworami odprężającymi tzn. efektywną długość otworu i efektywną odległość między otworami [45]. Do określenia tych parametrów wymagana jest znajomość kąta tarcia wewnętrznego, kohezji, współczynnika tarcia węgla i współczynnika Poissona. W modelu wyrzutu Gmoszyńskiego podobnie jak w modelu Coeuilleta nie uwzględniono ciśnienia gazu w rozważaniach matematycznych.

Model Chodota ujmuje kompleksowo zjawisko wyrzutu; rozpatrzono poszczególne przypadki występowania wyrzutów, tak w wyrobiskach ścianowych jak i korytarzowych, poziomo zalegających i prowadzonych po wzniosie lub upe-dzie.

Podstawowy wniosek przedstawionej pracy dotyczy warunku zainicjowania wyrzutu, który wg autora może zaistnieć w przypadku zwolnienia w pobliżu wyrobiska górniczego takiej ilości energii potencjalnej węgla i energii kinetycznej skał, które wystarczyłyby do wykonania pracy rozluźnienia węgla i pracy przemieszczenia węgla w kierunku wyrobiska. Wyprowadzone przez autora zależności znalazły zastosowanie w praktyce, tak w prognozowaniu jak i zwalczaniu wyrzutów. Przykłady praktycznego zastosowania tych zależności autorzy przedstawili w pracy [44].

Ostatni z przedstawionych modeli [35, 37] ujmuje makroskopowo zjawisko wyrzutu na gruncie teorii plastyczności. Model traktuje tak o wyrzucie węgla i gazu, jak i skały płonnej i gazu oraz odnosi się zarówno do wyrzutów w wyrobiskach ścianowych jak i przygotowawczych. Przeanalizowano również wpływ uskoków na występowanie wyrzutów w ich sąsiedztwie.

Opierając się na powyższym modelu wyrzutu Instytut Techniki Eksploatacji Zróż Politechniki Śląskiej prowadzi od 1975 r. pracę badawczą [38, 40, 42] dotyczącą opracowania analitycznej metody prognozowania wyrzutów i wypracowania najbardziej optymalnych sposobów zwalczania tego zagrożenia. Zastosowanie praktyczne przedstawionego modelu istnieje tak na etapie prognozy lokalnej jak i bieżącej; na etapie prognozy lokalnej wykorzystując nierówność (4.13), a na etapie prognozy bieżącej wykorzystując wzór (4.12) z którego można wyznaczyć szerokość strefy wstrzymującej wyrzut ($x_0 + l_0$) w przypadku wyrobisk ścianowych, względnie wzoru (4.26) na szerokość tej strefy w przypadku wyrobisk chodnikowych (patrz str. 133) Przykłady praktycznego zastosowania modelu wyrzutu przedstawiono w pracy [42].

Przykład 1

Przygotowywana do eksploatacji ściana w pokł. 419/2 + 414 z poz. 40 do -16 m, pole "Piast" KWK "Nowa Ruda".

Dane wyjściowe:

$H = 410$ m (liczona od powierzchni Ziemi do środka ściany),

$p = 6$ at [0,588 MPa] - ciśnienie gazu w porach,

$\gamma = 2,5$ Mg/m³ - średni ciężar właściwy skał nadległych,

$R_{c\text{śr}} = 40$ kG/cm² [4 MN/m²] - wytrzymałość na ściskanie węgla w stanie jednoosiowym, ustalona badaniami Zespołu ITEZ dla ww. ściany,

$k = 23,12$ kG/cm² [2,312 MN/m²] - stała plastyczności węgla określana na podstawie R_c , w sposób podany w pracy [42],

$m_{\text{śr}} = 10,8\%$ - średnia porowatość węgla dla pokł. 410/2 + 412 ustalona badaniami Zespołu ITEZ,

$\nu = 0,4$ - współczynnik określany statycznie, ustalony badaniami ITEZ,

$n = \frac{2}{3}$ - współczynnik bocznego rozpięcia skał,

grad $p(x_0) = 5$ at [0,49 MPa] - gradient ciśnienia gazu na odcinku $0+x_0$.

Posługując się nierównością (4.13) otrzymamy

$$\frac{-3,14 \cdot 23,12}{2} + (1 - 0,108) \left[\frac{2}{3} \cdot 102,5 + 5 \right] > 0$$

$$-36,3 + 64,53 \geq 0$$

Nierówność powyższa zachodzi, co oznacza że w przygotowywanej do eksploatacji ścianie należy spodziewać się wyrzutu.

Przykład 2

Eksploatowane ściana nr 7 [3/1], oddz. G-1 w tym samym pokładzie 410/2 + 412. Obliczona na podstawie wzoru (4.26) szerokość strefy wstrzymującej wyrzut wynosi: $X_0 + l_0 = 8,2$ m. Występujący we wzorze (4.26) parametr σ_{sr} obliczony jest przy pomocy wzoru podanego w pracy [39].

W związku z faktem, że wyznaczanie parametru σ_{sr} , a następnie $X_0 + l_0$ jest kłopotliwe opracowano program WGIS (autorzy: H. Bądura i B. Drzęźła) [42] na EMC przy pomocy którego można szybko wyznaczyć żądane parametry. Szerokość strefy $X_0 + l_0 = 8,2$ m w ww. ścianie otrzymano przyjmując następujące dane:

$k = 30 \text{ kG/cm}^2$ [3 MN/m²] - stała plastyczności węgla dla ściany nr 7,

$m = 10,4\%$ - średnia porowatość węgla ściany nr 7,

$H = 610$ m - odległość środka ściany do powierzchni Ziemi,

$\gamma_H = 152,5 \text{ kG/cm}^2$ [14,945 MPa] - składowa pionowa naprężenia pierwotnego,

$h = 1$ m - połowa grubości pokładu,

$n = \frac{2}{3}$ - współczynnik bocznego rozpięcia,

grad $p(x_0) = 5$ at [0,49 MPa]

$m_1 = 5,1\%$ - średnia porowatość skał otaczających,

$G = 17 \cdot 10^8 \text{ kG/cm}^2$ [17,10⁷ MN/m²] - zastępczy moduł sprężystości skał nadległych, co odpowiada ustalonej badaniami Zespołu wartości modułu Younga dla piaskowców zalegających w polu "Piast", $E = 51 \cdot 10^7 \text{ kG/cm}^2$ [51,10⁶ MN/cm²],

$\zeta = 19^\circ$ - kąt tarcia wewnętrzznego węgla,

$W_0 = 1,6$ m - końcowe osiadanie stropu (dla zawału),

$\beta = 5 \cdot \frac{1}{\text{rok}}$ - współczynnik charakteryzujący prędkość osiadania stropu,

$\dot{v} = 180 \frac{\text{m}}{\text{rok}}$ - prędkość frontu eksploatacji,

$t = 1$ rok - czas liczony od chwili rozpoczęcia eksploatacji,

$l_1 = 0$ - zasięg strefy spękań w sąsiedztwie starych zrobów,

$vt = 180$ m - wybieg liczony od chwili uruchomienia ściany do momentu w którym liczymy naprężenia,

$l = 2$ m - szerokość strefy spękań w czole wyrobiska.

Obliczana w ten sposób szerokość strefy $x_0 + l_0$ również może mieć bardzo duże znaczenie w problematyce zwalczania wyrzutów, np.: stosowaniu metody zwiercania otworami odprężającymi.

Należy nadmienić, że w warunkach polskich kopalń eksploatujących pokłady węgla zagrożone wyrzutami, stosunkowo najmniej jest rozeznana rola stanu naprężenia i parametrów mechanicznej wytrzymałości węgla i skał otaczających. Odnosnie roli stanu naprężeń w tej problematyce znane są jedynie prace J. Tarnowskiego [90, 91, 92] usiłujące wyjaśnić mechanizm powstawania wyrzutu z udziałem naprężeń w porowatym szkielecie. Wobec powyższego autorzy w pracach [43, 44] przedstawili rolę czynnika naprężeń w problematyce wyrzutów oraz możliwość wykorzystania tego czynnika w prognozowaniu i zwalczaniu wyrzutów.

Przegląd metod pomiarowych i aparatury do pomiaru naprężeń w górotwrcze podano w pracy [40].

Nowe podejście do mechanizmu wyrzutów węgla gazu i skał oparte na gruncie teorii plastyczności podano w pracy [42]; praca ta jest dalszym rozwinięciem prac [37, 38].

Odnosnie roli parametrów mechanicznej wytrzymałości węgla i skał tego typu prace są aktualnie prowadzone w Instytucie Techniki Eksploatacji Złóż; w pracy [42] przedstawiono badania nad kompleksową oceną tych parametrów dla węgla i skał kopalń dolnośląskich. Zjawisko powstawania i rozwoju wyrzutu jest niezwykle skomplikowane i zróżnicowane; walka z wyrzutami powinna ujmować specyfikę danego Zagłębia. Warunki występowania wyrzutów w kopalniach dolnośląskich są odmienne od innych Zagłębi wyrzutowych. Wynika stąd trudność w prognozowaniu i zwalczaniu tego zjawiska.

Podkreślić należy w tym miejscu duży wkład pracy i znaczne osiągnięcia w poznaniu zjawiska wyrzutu polskich badaczy: J. Borowskiego, J. Cisa, C. Poborskiego, Z. Suchodolskiego i J. Tarnowskiego. Pomimo jednak tych niewątpliwych osiągnięć stan wiedzy o mechanizmie wyrzutów, jak również efektywność walki z wyrzutami w polskich kopalniach, należy aktualnie uznać za niezadowalającą.

Prezentowane w niniejszej pracy modele wyrzutu podano w kolejności chronologicznej. Autorzy uznali również za celowe zachowanie oznaczeń i jednostek fizycznych używanych przez poszczególnych autorów w swoich pracach, podając obok w nawiasach jednostki SI.

LITERATURA

- [1] Achizier N.J.: Lekcije po teoriji aproksimacii. Wyd. OGIz, Moskwa 1947.
- [2] Adler W., Potts S., Walker D.: Recherches sur le controle des terrains dans le bassin houiller du nord de la Grand-Bretagne. Congres de Liege 1951.
- [3] Audibert E.: Mode de gisement du methane. "Revue de l'Industrie Minerale" nr 372, 1936.
- [4] Audibert E.: Sur le gisement et le degagement des gaz de houille. Annales des Mines nr 2, 1942.
- [5] Awierszyn S.G.: Gornyje udary. Wyd. Uglietiechizdat, Moskwa 1947.
- [6] Biezuchow N.J.: Teorija uprugosti i plasticznosti. Wyd. GJTTL, Moskwa 1953.
- [7] Borowski J.: Możliwość występowania wyrzutów metanu w kopalniach okręgu rybnickiego w świetle doświadczeń z rejonu ostrawskiego. Przegląd Górniczy nr 12, 1971.
- [8] Borowski J.: Prognozowanie zagrożenia wyrzutami węgla i gazu w Związku Radzieckim. Bezpieczeństwo Pracy w Górnictwie nr 4, 1972.
- [9] Budryk W.: Sposób zwalczania nagłych wyrzutów węgla i gazów. Praca zbiorowa. Wydawnictwo Geologiczne, zeszyt 2 - Komisji do spraw wyrzutów. Warszawa 1965.
- [10] Bykow L.N.: K woprosu borby s wybrosami uglia i gaza. JWUZ. Gornyj Żurnal nr 6, 1968.
- [11] Bróuat R.: La prévention des dégagements instantanés (D.J.) dans le bassin français des Cévennes. Communication présentée au Congres international sur les problemes des D.J. de gaz et de roches. Leipzig X 1966.
- [12] Chodot W.W.: Mechanizm wyrzutów węgla i gazu. Państwowa Rada Górnicwa. Materiały z Prac Rady, zeszyt 28, Warszawa 1961.
- [13] Chodot W.W.: Napriazhiennoje sostojanije ugolnowo płasta i opasnost wniezapnych wybrosow uglia i gaza. Problemy Rudnicznoj aerologii i wniezapnych wybrosow uglia i gaza. Izdatielstwo AN SSSR. Moskwa 1958.
- [14] Chodot W.W.: Niekotoryje woprosy teoriii wniezapnych wybrosow uglia i gaza. Dokład na Wsiesojuznoj Konfierencji po borbie s wniezapnymi wybrosami uglia i gaza. Donieck XI 1955.
- [15] Chodot W.W.: Wniezapnyje wybrosy uglia i gaza i sposoby ich priedu-prieždienija. Wyd. Uglietiechizdat, Moskwa 1953.
- [16] Chodot W.W.: Wniezapnyje wybrosy uglia i gaza. Wyd. GN-TIL Moskwa 1961.
- [17] Chodot W.W.: Wniezapnyje wybrosy w ugolnych szachtach. Izdatielstwo "Niedra" 1970.
- [18] Christianowicz S.A.: O wołnie wybrosa. IZW AN SSSR. OTN, nr 12, 1953.
- [19] Christianowicz S.A.: Razpriedielienije dawlienija gaza wblizi dwi-zuszcziejsia swobodnoj powierchnosti uglia. Izw. AN SSSR. OTN, nr 12, 1953.
- [20] Christianowicz S.A.: O wołnie droblenija. Izw. AN SSSR OTN, nr 12, 1953.

- [21] Christianowicz S.A.: Příkladnaja gazowaja dinamika. Cz.I. Izd. Uglietiechizdat. Moskwa 1949.
- [22] Coeuillet R.: Le probleme generale du controle du toit. Doc. Tech. nr 9, 1953.
- [23] Coeuillet R.: Connaissances actuelles sur les dégagements instantanés "Annales des Mines" nr 4, 1959.
- [24] Coeuillet R.: Pression de terrain et cidents dynamiques. "Revue de l'Industrie Minerale" nr 611, 1854.
- [25] Cytowicz N.A.: Miecchanika gruntów. Wyd. GILPSi A, Moskwa 1951.
- [26] Coulomb J.: La constitution physique de la terrain. Albin Michel, 1949.
- [27] Cis J.: Wyrzuty gazów i skał w Dolnośląskim Zagłębiu Węgla Kamiennego. Wyd. "Śląsk", 1971.
- [28] Cis J.: Tąpnięcia i wyrzuty gazowo-skalne jako skutek dynamicznych obciążeń górotworu. Przegląd Górniczy, nr 12, 1958.
- [29] Daval J.: Les degagements instantanes. "Revue de l'Industrie Minerale", nr 372, 1936.
- [30] Dinnik A.N., Morgajewskij A.B., Sawin G.N.: Razpriedielienije napriazhieniej wokrug podziemnych wyrobotok. Izd. AN SSSR, Moskwa 1948.
- [31] Dawidjanc W.T., Koziellew G.L.: Izmierienije projawlieniej gornowo dawlienija na szachtach Donbassa. Izd. Uglietiechizdat, Moskwa 1952.
- [32] Dawidjanc W.T.: Uprawlienije krowlij w głubokich szachtach. Sbornik "Razrabotka ugolnych miestorożdieniej na bolszich głubinach", Izd. Uglietiechizdat, Moskwa 1955.
- [33] Ettinger I.L.: Une caracteristique de la tendance doun charbon á des D.I. Ougol. nr 10, 1952.
- [34] Fołomienko A.S., Borodin M.M.: Tieorija uprogosti. I: Gostiechizdat, Moskwa 1947.
- [35] Gaertner A.: Die Entspannung des Gebirges und der Gase durch den Bergbau. Glückauf, nr 5 i 6, s. 191.
- [36] Gil H.: Kryterium wyrzutu węgla, gazów i skał. Przegląd górniczy, nr 5, 1977.
- [37] Gil H.: Kryterium możliwości prowadzenia chodnika w strefie zagrożonej wyrzutami. Opracowanie KG PAN. Kraków, XII, 1975.
- [38] Gil H.: Matematyczne kryterium wyrzutów gazów i skał. Praca badawcza Instytutu Techniki Eksploatacji Złóż (NB-373/RG-6/76) Etap I, Gliwice, XI, 1976.
- [39] Gil H.: Analityczna metoda prognozowania i zwalczania tąpnięć w kopalniach. Przegląd Górniczy, nr 9, 1977.
- [40] Gil H., Kraj W., Świdziński A.: Opracowanie analitycznego kryterium wyrzutów węgla gazów i skał w oparciu o mierzalne parametry określające wpływ zaszkodzi eksploatacyjnych oraz ciśnienia gazu, naprężeń pierwotnych i porowatości węgla pod wpływem zmian obciążenia. Praca badawcza Instytutu Techniki Eksploatacji Złóż. Etap II. (NB-373/RG-6/77), Gliwice, XI, 1977.
- [41] Gil H., Kraj W.: Rozkład przemieszczeń i naprężeń w górotworze w przypadku zatrzymania czynnego frontu eksploatacji. Archiwum Górnicztwa, T. XIX, zeszyt 1, 1974 r.
- [42] Gil H.: Mechanizm wyrzutu gazu węgla i skał. Praca badawcza Instytutu Techniki Eksploatacji Złóż. Etap III. (NB-373/RG-6/78), Gliwice 1978.
- [43] Gil H., Krzyżowski A., Świdziński A.: Rola stanu naprężeń w górotworze w problematyce wyrzutów węgla, gazów i skał. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej s. Górniczo, nr 89, 1979.

- [44] Gil H., Krzyżowski A., Świdziński A.: Stan naprężeń w porowatym szkielecie ważnym czynnikiem w problematyce prognozowania i zwalczania wyrzutów węgla, gazu i skał. Materiały z Prac Komisji, zeszyt 6, 1975 (w druku).
- [45] Gmoszyński W.G.: K woprosu o podgotowitielnej fazie wniezapnowo wybrosa. Problemy rudnicznoj aerologii i wniezapnych wybrosow uglia i gaza. Izd. AN SSSR, Moskwa 1958.
- [46] Giersiewanow N.M., Polszin D.J.: Teoritieczieskije osnovy miechaniki gruntów i ich prakticzieskije primienienija. Strojizdat, Moskwa 1948.
- [47] Gunther J.: Elements pour une theorie nouvelle des degagements instantanes. Communication presentee an symposium international sur les degagements instantanes. Harkany, Węgry, 23-30.III.1969.
- [48] Gunther J.: Etude de la liaison gaz - charbon. "Revue de l'Industrie Minerale", nr 47, 1965.
- [49] Gimm W.: Vergleichende Betrachtungen über Gasausbrüche in verschiedenen europäischen Kohlen und Salzreviren. Bergbautechnik, nr 2, 1961.
- [50] Hargreaves A.J.: Badania powstawania i kontrola nagłych wyrzutów węgla w kopalniach austrelijskich (tłumaczenie). Międzynarodowe Kolokwium nt. "Zwalczania nagłych wyrzutów gazów i skał". Materiały Po-konferencyjne, Lipsk 1966.
- [51] Herman W.: Ein Beitrag zum Problem der Kohlen-Säureausbrüche in Steinkohlengruben auf Grund von Beobachtungen in schlesischen CO₂-Betrie-ben. Zeitwersen, nr 3, 1932.
- [52] Holland C.T., Thomas E.: Coal Minex Bumps U.S. Burean of Mines Bulle-tin, nr 535, 1956.
- [53] Holland C.T.: Rockbursts in Coal Mines. Coal Recovery, 1953.
- [54] Hwałek S.: Zagadnienie wyrzutów gazu i skał w kopalniach soli w Pol-sce. KOG. P.A.N. Referat na Międzynarodowe Kolokwium nt. "Zwalczenie nagłych wyrzutów gazów i skał w górnictwie". Mikołów 1977.
- [55] Iwanow N.J., Kriwiskij J.N.: Teorijsa procznosti i metody rarczizeta. Dorizdat, Moskwa 1948.
- [56] Ignatiew A.W., Outburst in coal Seams. Congres canadien sur les D.J., kwiecień 1954.
- [57] Jarlier M.: Venues d'egu et coups de toit dans le bassin de Fuveau. "Annales des Mines" 1925.
- [58] Jarlier M.: Le mecanisme des Degagements Instantanes. "Revue de l'In-dustrie Minerale", nr 372, 1936.
- [59] Kozłowski B.: Wyrzuty gazów i skał w górnictwie węglowym ZSRR. Bez-pieczeństwo Pracy w Górnictwie, nr 2, 1977.
- [60] Krzemiński T., Górkiewicz P.: Metoda bezpośredniego określania stanu energetycznego węgla i gazu w górotworze i jej praktyczne zastosowa-nie w badaniach zjawiska wyrzutów gazów i skał. Zeszyty Naukowe Pol-itechniki Śląskiej, s. Górnictwo, zeszyt 64, 1974.
- [61] Krzemiński T., Górkiewicz P.: Stan energetyczny węgla i gazu w świe-tle nowej metody pomiarów wskaźników zagrożenia wyrzutami gazów i skał. Przegląd Górniczy, nr 5, 1974.
- [62] Labasse H.: Les pressions de terrains autour d'une taille chassante. "Revue Universelle des Mines", tom 7, nr 3, 1950.
- [63] Labasse H.: Les pressions de terrains et les mouvements de terrain. Congress de Liege 1951.
- [64] Nikolin W.J.: Priedstawilienije (gipotieza) o prirodie i miechaniz-mie wybrosow uglia porody i gaza. Makiejewka - Donieck 1976.
- [65] Nikolin W.J.: Gipotieza miechanizma wybrosa porody. Wybrosy porody i gaza. Izd. "Naukowa Dumka", Kijew 1971.

- [66] Nikolin W.J. Razrabotka wybrosoopasnych płastow na ugodnych szachtach. Izd. "Donbasa", Donieck 1976.
- [67] Nikolajewskij W.N., Basniew K.S., Gorbunow A.T., Zotow G.A.: Miechanika nasiszcziennych poristych sred. Izd. "Niedra", Moskwa 1970.
- [68] Nikołskij A.A.: O wołnach wniezapnowo wybrosa gazirowannych porod. Dokłady AN SSSR, tom LXXXVIII, Gidromiechanika, nr 4, 1953.
- [69] Nikołskij A.A.: O wołnach rozruszienia gazirowannych porod. Dokłady AN SSSR, tom XCI, Gidromiechanika, nr 5, 1953.
- [70] Nadei A.: Plasticznost i razruszienie twierdych tieł. Izd. "Innostrannoj litieratury", Moskwa 1954.
- [71] Parysiewicz W.: Tapania w kopalniach. Wyd. "Śląsk", Katowice 1961.
- [72] Poborski C.: Wyrzuty CO₂ i skał w kopalniach węgla kamiennego. Przegląd Górniczy, nr 7-8, 1957.
- [73] Pietuchow J.M.: Gornyje udary w ugodnych szachtach. Izd. "Niedra" Moskwa 1972.
- [74] Phillips L.: La tectonique miniere. Colliery Engieneering, Juin-nov. 1948.
- [75] Quentin M.: Reflexions sur les Degagements Instantanes. "Revue de l'Industrie Minerale", nr 7, 1952.
- [76] Ruppeneit K.P.: Niekotoryje woprosy miechaniki gornych porod. Izd. Uglie-tiechnizdat, Moskwa 1954.
- [77] Riffaud M.: La genése du Degagements Instantanés dans les couches de charbon houillers. "Revue de l'Industrie Minerale" 1946.
- [78] Skoczyński A.A.: Sowriemiennyje predstavlienije o prirodie wniezapnyh wybrosow uglia i gaza w szachtach i miery borby s nimi. Ugol nr 7, 1954.
- [79] Sawin G.N.: Koncetracija naprizieniej około odwirstiej. Izd. Uglie-tiechnizdat, Moskwa 1951.
- [80] Sliesariw W.D.: Rieszienie zadacz gornowo dawlienija pribliżennom mietodam inżiniernych razczietow. Izd. AN, SSSR 1948.
- [81] Sokołowski W.W.: Płoskoje przedielnyje rawnowiesije gornych porod. Izw. AN SSSR, OTN, nr 9, 1948.
- [82] Sokołowski W.W.: Teoria plastycznosci (tłumaczenie). Wyd. PWN Warszawa 1957.
- [83] Świdziński A.: Sprawozdanie z pobytu na stażu naukowym w ZSRR w dniach 10.IX.-20.XI.1976. (Politechnika Doniecka i Instytut Gornowo Dleka im. A.A. Skoczyńskiego w Moskwie). Biblioteka Politechniki Śląskiej, Gliwice 1976.
- [84] Świdziński A.: Materiały na seminarium w Instytucie Mechaniki Gór-tworu PAN. Cz..I. "Występowanie zjawisk wyrzutów węgla, gazów i skał w światowym przemyśle węglowym", cz. II. "Przegląd hipotez dotyczących mechanizmu powstawania i przebiegu zjawiska wyrzutu". Kraków 1977.
- [85] Suchodolski Z.: Wpływ warunków geologicznych i eksploatacyjnych na zagrożenie wyrzutami CO₂ i skał w Wałbrzyskim Rejonie Węglowym. Biblioteka Politechniki Śląskiej, Gliwice 1965 (praca doktorska).
- [86] Suchodolski Z.: Zagadnienie wyrzutów gazów i skał w kopalniach podziemnych. Prace Naukowe Instytutu Górnictwa Politechniki Wrocławskiej, nr 10, 1977.
- [87] Suchodolski Z.: Charakterystyka występowania gazów w Zagłębiu Lubińskim. Przegląd Górniczy, nr 9, 1971.
- [88] Sneddon J.N.: Teoria Szczelin w matematycznej teorii sprężystości. Wyd. PKiN, Warszawa 1962.
- [89] Trumbaczew W.F.: Issledowanije gornowo dawlienija w oczistnych wyrabotkach opticzieskom mietodam. Izd. Uglie-tiechnizdat, Moskwa 1955.

- [90] Tarnowski J.: Obecny stan wiedzy o mechanice wyrzutu gazów i skał w wynikające z niego podstawy, zasady i metody prognozowania. Przegląd Górniczy, nr 11, 1971.
- [91] Tarnowski J.: Mechanizm wyrzutu węgla i gazu w świetle wyników pomiarowych. IX Międzynarodowe Kolokwium nt. "Zwalczanie wyrzutów gazów i skał w górnictwie podziemnym", Mikołów 1971.
- [92] Tarnowski J.: Metoda badania stopnia zagrożenia wyrzutami węgla i gazu oraz zachowanie się gazu wokół wyrobisk podziemnych. Przegląd Górniczy, nr 7-8, 1962.
- [93] Tichnienko N.F.: Wniezapnyje wybrosy pri podjemie burilnowo instrumienta. Biezapasnost truda w promyszliennosti, nr 1, 1974.
- [94] Tiupin N.F., Guc W.N.: Wniezapnyje wybrosy porody iz otwałów ugolnych szacht. Ugol. Ukrainy, nr 7, 1963.
- [95] Van Iterson M.: Traite de plasticite pour l'ingenieur. Dounod 1947.
- [96] Van Iterson M.: Le prodige de la mine. Congres de Liege 1951.
- [97] Krawczenko W.S.: K woprosu o prirodie i miechanizmie wniezapnych wybrosow uglia i gaza. Izw. AN SSSR OTN nr 6, 1955.

S t r e s z c z e n i e

W pracy dokonano analizy znanych z literatury świątowej matematycznych modeli zjawiska wyrzutu. Duża różnorodność w przebiegu i intensywności wyrzutów sprawia, że nie ma dotychczas jednoznaczności poglądów na temat mechanizmu powstawania i rozwoju wyrzutu.

Z kilkudziesięciu znanych hipotez próbujących wyjaśnić to zjawisko, wybrano hipotezy nie werbalne, które dotyczą opracowania matematycznego modelu zjawiska wyrzutu. W modelach S.A. Christianowicza, A.A. Nikolskiego i J. Gunthera przyjęto ciśnienie gazu wolnego jako główny czynnik wywołujący wyrzut, natomiast modele R. Coeuilleta, W.G. Gmoszyńskiego, W.W. Chodota i H. Gila ujmują zjawisko wyrzutu wieloparametrowo, tzn. że na jego zaistnienie mają wpływ tak ciśnienie gazu jak również stan naprężeń w porowatym szkielecie oraz własności fizykomechaniczne węgla i skał otaczających pokłady węgla.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЯВЛЕНИЯ ВЫБРОСА

Р е з ю м е

В статье дан анализ известных в мировой литературе математических моделей явления выброса. Большая разнородность в пробеге и интенсивности выбросов является причиной, того, что до сих пор нет однозначности взглядов на тему механизма образования и развития выброса. Из нескольких десятков известных гипотез, пытающихся выяснить это явление, выбраны не вербальные гипотезы, которые касаются разработки математической модели явления выброса. В моделях С.А. Христьяновича, А.А. Никольского и И. Гунтера принято давление свободного газа как главный фактор вызывающий выброс, а модели Р. Коеуиллета, В.Г. Гмошиньского и Г. Гдла охватывают явление выброса при помощи многих параметров, это значит, что на его возникновение имеет влияние так давление газа как и тоже состояние напряжений в пористом каркасе, а также физико-механические свойства углей и пород окружающий угольные пласты.

THE MATHEMATICAL MODELS OF THE OUTBURST EFFECT

S u m m a r y

The paper analyzes the mathematical models of outburst effect known in the world literature. A great variety of the process and its intensity has resulted in the diversity of attitudes towards the mechanism of its formation and development.

Out of a score of known hypotheses, the nonverbal ones have been selected; all of them referring to defining a mathematical model of the outburst effect. The gas pressure was assumed to be a principal outburst forming factor in the models of S.A. Christianowicz, A.A. Nikolski and J. Gunther. Whereas the models of R. Coeuillet, W.G. Gmoszyński, W.W. Chodot and H.Gil consider the effect in the light of several parameters, i.e. the outburst effect is affected by both the gas pressure and the state of stresses in porous structure; also by physico-mechanical properties of coals and surrounding rocks.

WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYC W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:

- 44-100 Gliwice — Księgarnia nr 096, ul. Konstytucji 14 b
- 44-100 Gliwice — Spółdzielnia Studencka, ul. Wrocławska 4 a
- 40-950 Katowice — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33
- 40-096 Katowice — Księgarnia nr 005, ul. 3 Maja 12
- 41-900 Bytom — Księgarnia nr 048, Pl Kościuszki 10
- 41-500 Chorzów — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22
- 41-300 Dąbrowa Górnicza — Księgarnia nr 081, ul. ZBoWiD-u 2
- 47-400 Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
- 44-200 Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
- 41-200 Sosnowiec — Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7
- 41-800 Zabrze — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288
- 00-901 Warszawa — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN —
Pałac Kultury i Nauki

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Księgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.