

7.74 — mechanika górotworu i gruntów

5.51 — doświadczalne metody badawcze materiałów  
i konstrukcji — elastooptyka

**Marek Skłodowski**

**DYLATAcja JAKO PRZYCZYNA  
NIELINIOWYCH ZMIAN  
NAPRĘŻEŃ POZIOMYCH  
W FILARACH SKALNYCH**

23/1986

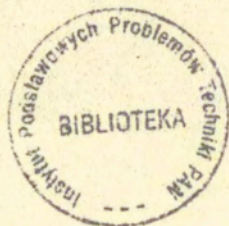
P. 269



**WARSZAWA 1986**

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 8 kwietnia 1986 r.



56879



Na prawach rękopisu

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 1. Ark. druk. 1,5.

Oddano do drukarni w maju 1986 r.

Nr zamówienia 266/86.

---

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,

ul. Śniadeckich 8  
<http://rcin.org.pl>

Marek Skłodowski

Zakład Mechaniki Ośrodków  
Ciągłych

"DYLATACJA JAKO PRZYCZYNA NIELINIOWYCH ZMIAN  
NAPRĘŻEŃ POZIOMYCH W FILARACH SKALNYCH"

Streszczenie

Powstawanie mikroszczelin w ściskanych próbkach skalnych i związany z nim mechanizm dylatacji stanowi podstawę do zbudowania teoretycznego modelu zmian naprężeń w monotonicznie obciążanym filarze skalnym. Zmiany naprężeń poziomych i pionowych w jego środkowej strefie wiąże funkcja zależna od efektywnej liczby Poissona skały filara, wyznaczonej w oparciu o standartowe testy laboratoryjne. Teorię porównano ze wstępnymi wynikami pomiarów zmian naprężeń in situ za pomocą czujników elastooptycznych.

I. Wstęp

Znajomość stanu naprężenia w górotworze stanowi istotny element przewidywania zniszczenia skał jakie mogą mieć miejsce w kopalni w otoczeniu chodników i wyrobisk. Określenie stanu naprężenia w analizowanym fragmencie kopalni może być dokonane na drodze obliczeń numerycznych, badań modelowych /np. elastooptycznych/ bądź też na podstawie pomiaru naprężeń in situ. Wartości naprężeń otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych i badań modelowych odpowiadają na ogół wyidealizowanym sytuacjom obciążenia górotworu wyłącznie siłami grawitacyjnymi, bez uwzględnienia występujących w górotworze naprężeń tektonicznych. Poznanie rzeczywistego stanu naprężenia

możliwe jest jedynie na podstawie pomiarów naprężeń w skałach. Stosowane w geomechanice metody pomiaru naprężeń całkowitych [4] mają tę wspólną cechę, że są to pomiary niszczące a więc ich powtórzenie po pewnym czasie dokładnie w tym samym miejscu górotworu nie jest możliwe. Cenną ich zaletą natomiast jest możliwość pomiaru wartości jednej lub kilku składowych tensora naprężenia oraz uzyskania łącznej informacji o naprężeniach grawitacyjnych, tektonicznych i eksploatacyjnych, a więc o naprężeniach całkowitych.

Alternatywę dla tego rodzaju pomiarów stanowią pomiary zmian naprężeń zachodzących w ustalonym miejscu górotworu w dłużym okresie czasu. Są to badania nieniszczące i z tego względu nie jest możliwe określenie bezpośrednio na ich podstawie wartości naprężeń całkowitych. Dlatego też wyniki tych pomiarów nie mogą służyć jako podstawa do przewidywania zniszczenia np. filarów skalnych w oparciu o kryteria stanu granicznego. Z drugiej strony właśnie pomiary zmian zachodzących w górotworze - takie jak pomiary konwergencji wyrobisk, zaciskania czy deformacji otworów, zmian tłumienia i prędkości propagacji fal ultradźwiękowych - stosowane są na bieżąco w praktyce górniczej i podejmowane są próby budowy automatycznych sieci pomiarowych obejmujących całe kopalnie [6, 8]. Toteż celowym wydaje się zwrócenie uwagi na metody przewidywania zachowania się górotworu nie wymagające znajomości całkowitych wielkości naprężeń czy odkształceń, lecz wymagające jedynie informacji o ich przyrostach.

Praca niniejsza stanowi próbę fenomenologicznego opisu zmian naprężeń w szerokich filarach skalnych z uwzględnieniem wpływu dylatacji skały na nieliniowy charakter tych zmian. Wstępną weryfikację wniosków przeprowadzono na podstawie pomiarów zmian naprężeń za pomocą czujników elastooptycznych umieszczonych w głębi filara w pobliżu jego rdzenia.

## II. Zmiany naprężeń w sprężystym filarze

Rozważmy filar skalny, którego wytrzymałość opisuje warunek Coulomba

$$(1.1) \quad \tau = \mu \sigma + S$$

przedstawiony na rys.1 linią przerywaną styczną do kół Mohra. Prosta o równaniu

$$(1.2) \quad \tau_{max} = G_n \sin \psi + S \cos \psi$$

gdzie  $\psi = \arctg \mu$  jest kątem tarcia wewnętrznego skały tworzącej filar, określa miejsce geometryczne punktów o współrzędnych

$$(1.3) \quad G_n = \frac{1}{2}(G_1 + G_3) ; \quad \tau_{max} = \frac{1}{2}(G_1 - G_3)$$

przy czym  $G_3, G_1$  oznaczają najmniejsze i największe z naprężeń głównych a jako dodatnie przyjęto naprężenia ściskające.

Założmy, że stan naprężenia w filarze w momencie rozpoczęcia pomiarów zmian naprężeń określa punkt A /Rys.1/ o współrzędnych  $G_{no}, \tau_{maxo}$ . Wprowadźmy z kolei pojęcie drogi obciążenia będącej zbiorem kolejno zarejestrowanych zmian naprężeń  $\Delta G_n, \Delta \tau_{max}$ . Kilka z możliwych dróg obciążenia przedstawiono na Rys. 1 jako linie łączące hipotetyczne punkty o hipotetycznych wartościach zmian naprężeń. Jeśli linia taka zbliża się do prostej opisanej równaniem (1.2) to zachodzi niebezpieczeństwo zniszczenia filara, jeśli natomiast oddala się to osiągnięcie stanu granicznego w filarze nie nastąpi.

Jeśli rozważany filar ma małą wysokość w stosunku do swej szerokości to w jego części środkowej /rdzeniu/ panuje jednoosiowy stan odkształcenia

$$(1.4) \quad \epsilon_1 \neq \epsilon_2 = \epsilon_3 = 0$$

przy czym  $\epsilon_1$  jest odkształceniem zgodnym z kierunkiem ściskania filara. Z równania tego możemy otrzymać związek między naprężeniami  $\sigma_1$  i  $\sigma_3$  w rdzeniu filara

$$(1.5) \quad \sigma_1 = \frac{1-\nu}{\nu} \sigma_3 \quad \nu - \text{liczba Poissona}$$

czy też przyrostami naprężeń pomiędzy kolejnymi pomiarami

$$(1.6) \quad \delta\sigma_{1i} = \frac{1-\nu}{\nu} \delta\sigma_{3i}$$

gdzie  $\delta\sigma_{1i} = \Delta\sigma_{1i+1} - \Delta\sigma_{1i}$ ;  $\delta\sigma_{3i} = \Delta\sigma_{3i+1} - \Delta\sigma_{3i}$   
zaś  $i = 1, 2, 3, \dots$  oznacza kolejny pomiar zmian naprężeń głównych  $\Delta\sigma_1$ ,  $\Delta\sigma_3$ .

Jest to równanie pozwalające zweryfikować pracę czujników do pomiaru zmian naprężeń, osadzonych w rdzeniu szerokiego, płaskiego filara skalnego.

Tak więc rejestracja przyrostów naprężeń zgodnych z równaniem (1.6) oznaczałaby liniowo sprężystą pracę rdzenia filara i prostoliniową drogę obciążenia. We współrzędnych  $\sigma_n$ ,  $\tau_{\max}$  /Rys. 1/ droga ta wychodzi z punktu A o współrzędnych  $\sigma_{n_0}$ ,  $\tau_{\max_0}$  i jest nachylona do osi  $\sigma_n$  pod kątem

$$(1.7) \quad \beta = \arctg (1 - 2\nu)$$

Nasuwa się tu wniosek, że rozważania te nie ułatwiają na pierwszy rzut oka odpowiedzi na pytanie - czy filar może przenieść jeszcze większe obciążenia - lub też - o ile większe mogą być te obciążenia. Trudność ta wynika z samych założeń naszych rozważań, a mianowicie z założenia o liniowo sprężystej charakterystyce skały tworzącej filar. Z wielu badań laboratoryjnych wiadomo, że założenie takie jest słuszne gdy naprężenia w skale nie przekraczają około 40-60% jej wytrzymałości na ściskanie co ilustruje rys. 2 [2].

Wynika stąd, że odpowiedź na nasze pytanie jest możliwa. Stwierdzenie bowiem, poprzez pomiary zmian naprężeń, sprężystej pracy filara pozwala na oszacowanie naprężeń w fila-

rze jako bezpiecznych. Zmiana charakterystyki skały na nieliniową powyżej pewnej wartości naprężeń ściskających /odcinek III na rys. 2/ związana jest z pękaniem skały i powstawaniem mikroszczelin i szczelin wewnątrz materiału. Pękaniu temu towarzyszy między innymi wzrost tłumienia fal ultradźwiękowych w skale, wzrost oporności elektrycznej skały [1], jak również dylatacja skały [2,3]. Zjawisko dylatacji wykorzystane będzie w dalszej części do zaproponowania opisu zmian naprężeń w rdzeniu filara przy naprężeniach przekraczających granicę sprężystości skały.

### III. Zmiany naprężeń w filarze towarzyszące mikropełnięciom skały

Zniszczenie skały poprzedzone jest powstawaniem mikropełnięć /przedział III na rys. 2/ a następnie ich wzrostem /przedział IV/ i łączeniem się w większe szczeliny /przedział V/ aż do całkowitej utraty spójności pomiędzy znacznymi fragmentami materiału. Proces inicjacji i rozwoju mikroszczelin w próbach jedno- i trójosiowego ściskania przejawia się szczególnie wyraźnie w postaci nieliniowej zależności [ ] pomiędzy odkształceniem wzdłużnym  $\epsilon_1$  ściskanej próbki a jej odkształceniem obwodowym  $\epsilon_\theta = \epsilon_2$  /lub też pomiędzy naprężeniem ściskającym  $\sigma_1$  a odkształceniem objętościowym próbki  $\epsilon_v = \epsilon_1 + 2 \epsilon_2$  co ilustruje rysunek 3. Wraz ze wzrostem naprężenia ściskającego  $\sigma_1$  objętość próbki najpierw maleje, osiąga minimum, a następnie rośnie. Widoczny na krzywej  $\sigma_1 = f(\epsilon_v)$  wzrost objętości próbki powyżej minimum jest to dylatacja skały wywołana jej wewnętrznym spękaniami. Dylatacji tej odpowiada wzrost efektywnej liczby Poissona  $\nu^*$  zdefiniowanej w tym wypadku jako

$$(3.1) \quad \nu^* = \frac{\Delta \epsilon_2}{\Delta \epsilon_1}$$

i widocznej na rys.3 jako zmiana nachylenia krzywej  $\epsilon_2 = f(\epsilon_1)$

We wnętrzu rozległego filara skalnego, gdzie odkształcenia poprzeczne są ograniczone poprzez oddziaływania sąsiednich obszarów skały, mechanizm dylatacji powinien wywołać wzrost naprężeń poprzecznych do kierunku ściskania. Zastępując we wzorze (1.6)  $\nu$  poprzez  $\nu^*$  otrzymamy związek pomiędzy kolejnymi przyrostami naprężeń w rdzeniu filara

$$(3.2) \quad \delta \sigma_{1i} = \frac{1-\nu^*}{\nu^*} \delta \sigma_{3i}$$

przy naprężeniach  $\sigma_1$  porównywalnych z wytrzymałością skały. Wyznaczone doświadczalnie wartości  $\nu^*$  przy naprężeniach niszczących skałę są kilkakrotnie większe od liczby Poissona  $\nu$  zmierzonej w zakresie sprężystym [2] przekraczając, nawet znacznie, wartość  $\nu^* = 0.5$  dla której otrzymujemy równość przyrostów naprężeń  $\delta \sigma_{1i} = \delta \sigma_{3i}$ . Wniosek ten potwierdza doświadczenie, w którym walcową próbkę Witwatersrand Quartzite ściskano trójosiowo w komorze o znacznej sztywności [3]. Zmiana ciśnienia bocznego podczas doświadczenia wywołana była dylatacją próbki i opisana zależnością

$$(3.3) \quad \sigma_2 = P_0 + k \epsilon_2$$

gdzie:  $P_0$  - początkowa wartość ciśnienia bocznego,  $k$  - zastępcza /średnia/ sztywność komory wraz z cieczą, w której była zanurzona próbka. Sztywność  $k$  wynosiła około 11% modułu Younga skały użytej w doświadczeniu, a więc stan odkształcenia w próbce daleki był od jednoosiowego. Jednak częściowe ograniczenie odkształceń poprzecznych wywołało bardzo wyraźny wzrost naprężeń poprzecznych  $\sigma_2$ . Przyrosty naprężeń  $\sigma_2$  były szczególnie duże w fazie rozwoju szczelin poprzedzającej zniszczenie próbki i po jej pęknięciu - rys. 4.

Wobec powyższego przyrosty naprężeń  $\delta \sigma_{1i}$ ,  $\delta \sigma_{3i}$ , zmierzone w kopalni w rdzeniu rozległego filara skalnego, powinny mieć następujące cechy:

a/ w początkowej, liniowo sprężystej, fazie pracy filara ich stosunek  $\delta \sigma_{1i} / \delta \sigma_{3i}$  jest stały i określony wzorem (1.6),



- b/ wraz ze wzrostem naprężeń pionowych  $\sigma_1$ , stosunek  $\sqrt{\sigma_1}/\sqrt{\sigma_3}$ , maleje osiągając przed zniszczeniem filara wartość 1 lub mniejszą /przyrosty  $\sigma_{31}$  mogą stać się większe od przyrostów  $\sigma_{11}$ /,
- c/ wraz ze wzrostem  $\sigma_1$ , droga obciążenia przedstawiona na płaszczyźnie  $\sigma_n$ ,  $\tau_{\max}$  staje się nieprostoliniowa, a jej nachylenie maleje zgodnie z równaniem

$$(3.4) \quad \beta^* = \arctg (1 - 2\gamma^*)$$

i przed zniszczeniem oddala się od prostej będącej graficzną reprezentacją warunku Coulomba /por. rys. 1/.

Charakter zmian naprężeń w filarze w funkcji pionowego naprężenia ściskającego można w przybliżeniu określić na podstawie znajomości własności mechanicznych skały, w której osadzone są czujniki do pomiaru zmian naprężeń. W szczególności należy zbadać zależność zmian efektywnej liczby Poissona  $\gamma^*$  od naprężenia ściskającego  $\sigma_1$ , na podstawie ściskania próbek walcowych. Mierząc następnie przyrosty naprężeń  $\Delta\sigma_1$ ,  $\Delta\sigma_3$  w rdzeniu filara można próbować oszacować rzeczywistą wartość  $\gamma^*$  a następnie na tej podstawie przybliżoną wartość  $\sigma_1$ .

Mając na uwadze zalety pomiaru zmian naprężeń, w stosunku do metod pomiaru całkowitych naprężeń przeprowadzono wstępne próby weryfikacji przedstawionych rozważań na podstawie pomiaru in situ zmian naprężeń w filarze skalnym w okresie poprzedzającym jego zniszczenie. Wyniki te omówiono w następnym rozdziale.

#### IV. Pomiary zmian naprężeń

Pomiarów zmian naprężeń dokonano za pomocą czujników elastoptycznych opracowanych w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk [5]. Kształt czujników umożliwia ich wciśnięcie w specjalnie przygotowane

stożkowe gniazda w głębi górotworu. Eliminuje to stosowane dotychczas wklejanie czujników - operację trudną technologicznie i długotrwałą.

Czujniki umieszczono w dolomicie wapnistym w rdzeniu szerokiego, niskiego filara zgodnie ze schematem pokazanym na rys. 5. Wymiary filara usprawiedliwiają przyjęcie założenia o istnieniu jednoosiowego stanu odkształcenia w strefie umieszczenia czujników.

W okresie poprzedzającym zniszczenie filara przeprowadzono kilka pomiarów zmian naprężeń - średnio co 2 tygodnie. Przez niemal dwa miesiące nie zanotowano zmian naprężeń. Otrzymane po tym okresie wartości  $\Delta\sigma_1$  i  $\Delta\sigma_3$  zebrano w tabeli 1 wraz z obliczoną na podstawie wzoru (3.3) wartością  $\nu^*$ . Interpretację graficzną wyników pokazano na rys. 6. Przedstawia ona obliczoną na podstawie pomiarów drogę obciążenia we współrzędnych  $\sigma_n$ ,  $\tau_{max}$ . Droga ta jest początkowo prostoliniowa, co świadczy o sprężystej pracy górotworu, jednak jej nachylenie nie jest zgodne z prostą teoretyczną odpowiadającą zmierzonej w laboratorium liczbie Poissona  $\nu = 0,29$ . Liczba Poissona wynikająca z pomiarów in situ  $\nu = 0,23$  jest o 20% niższa od danych laboratoryjnych. Charakter zmiany jest w tym wypadku identyczny z opisanym w pracy [7], w której zaobserwowano 13% spadek liczby Poissona piaskowca w płaskim stanie odkształcenia w stosunku do wyników otrzymanych w jednoosiowym stanie naprężenia. Zważywszy, że w naszym wypadku pomiary laboratoryjne prowadzone były w jednoosiowym stanie naprężenia, pomiary in situ zaś w jednoosiowym stanie odkształcenia, wynik uznano za poprawny. Wobec tego jako punkt wyjścia do dalszych rozważań przyjęto wartość  $\nu = 0,23$ . Kolejne wyniki pomiarów wyraźnie wskazują na zwiększające się przyrosty naprężeń poziomych  $\delta\sigma_{31}$  i nieliniową pracę górotworu. Droga obciążenia - rys. 6 - przestaje się zbliżać do prostej o nachyleniu  $\beta_0 = \arctg(\sin\varphi)$  wynikającą ze wzoru (1.2) dla warunku Coulomba /  $\varphi \approx 30^\circ$  dla dolomitu wapniowego/ co potwierdza wnioski teoretyczne. Dalszych pomiarów zaprzestano ze względów bezpieczeństwa. Zniszczenie filara

nastąpiło w niecały tydzień po zaprzestaniu pomiarów i miało charakter dynamicznego wyrzutu skały do wnętrza chodnika.

Wobec korelacji pomiędzy wynikami wstępnych pomiarów zmian naprężeń w górotworze, zniszczeniem filara i wnioskami teoretycznymi rozważono następnie możliwość wykorzystania takich pomiarów do oceny stanu naprężenia w filarach skalnych.

#### V. Ocena naprężeń całkowitych na podstawie pomiaru zmian naprężeń

Celem rozważań tej części pracy jest jedynie zasygnalizowanie, na przykładzie otrzymanych wyników wstępnych pomiarów zmian naprężeń, możliwości wykorzystania w przyszłości analogicznych pomiarów do oceny stanu naprężenia wewnątrz filarów skalnych.

Niezbędna jest do tego celu znajomość zależności pomiędzy wartością efektywnej liczby Poissona  $\nu^*$  a naprężeniami wywołującymi zmiany struktury skały /mikrospękania, wzrost szczelin/ i prowadzącymi do jej zniszczenia. Poznanie tej zależności możliwe jest pośrednio poprzez rejestrację charakterystyk skały w jedno- i wieloosiowych stanach naprężenia podczas prób jej ściskania. W rozważanym przykładzie wykorzystano wyniki uzyskane dla występującego w filarze dolomitu wapniowego na podstawie próby jednoosiowego ściskania próbek walcowych.

Odkształcenia  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  potrzebne do obliczenia  $\nu^*$  mierzono tensometrami naklejonymi na próbce. Podczas ściskania rejestrowano automatycznie wykresy  $\epsilon_1 - \epsilon_1$ ,  $\epsilon_2 - \epsilon_1$  oraz  $\epsilon_1 - \epsilon_v$ . Wykresy te pokazano na rys. 3. Otrzymany na ich podstawie rys. 7 przedstawia wykres naprężenia ścisającego  $\sigma_1^*$  jako procent naprężenia niszczącego skałę w funkcji  $\nu^*$ .

Wartości  $\nu^*$  otrzymane na podstawie pomiarów czujnikami elastoptycznymi naniesiono na krzywą  $\sigma_1^* = f(\nu^*)$  przyjmując, że dla wartości sprężystych  $\nu$  naprężenie pionowe  $\sigma_1$  jest równe pionowym naprężeniom geostatycznym. Rzeczywista wartość  $\sigma_1$  nie jest jednak znana i może być dowolna w zakresie pro-

stoliniowego odcinka wykresu. Wybór naprężenia geostatycznego podyktowany jest jedynie lepszą czytelnością rysunku.

Zaznaczone na rys.7 wartości  $\gamma^*$  z tabeli 1 mogą posłużyć do oszacowania stosunku naprężeń pionowych w filarze do jego wytrzymałości jeśli przyjmą następujące założenia upraszczające:

a/ wartość początkowego ciśnienia bocznego jest mała /poziome naprężenia geostatyczne są równe około 8 MPa/ i nie powoduje znacznego wzrostu wytrzymałości skały oraz zmiany jej charakterystyk /rys. 3/,

b/ wykres zależności  $\sigma_1^* = f(\gamma^*)$  pozostaje w przybliżeniu słuszny w warunkach rzeczywistych /niezależnie od rzeczywistego stanu odkształcenia skały/.

Założenia te wprowadzono jedynie dla łatwiejszego przedstawienia proponowanej metodyki postępowania. W przyszłości konieczne jest przyjęcie bardziej realistycznych założeń w oparciu o odpowiednie badania laboratoryjne [9].

Naniesione na krzywą punkty pomiarowe pozwalają przyjąć, że na 6 dni przed zniszczeniem filara naprężenie pionowe w filarze osiągnęło wartość równo około 75% jego wytrzymałości. Należy tu podkreślić, że jeśli uznać za stan początkowy naprężenia geostatyczne to wartości zmian naprężeń pionowych podane w tabeli 1 pozwalają na przyjęcie, że naprężenie pionowe w tym samym czasie wzrosło zaledwie do około 20% wytrzymałości filara. Tak znaczna różnica oszacowań wynika prawdopodobnie z niesłuszności przyjętych założeń co do początkowego stanu naprężenia w górotworze i rzeczywistej zależności  $\sigma_1^* = f(\gamma^*)$ . Jednak fakt zniszczenia filara w 6 dni po zaprzestaniu pomiarów przemawia na korzyść oceny opartej na pomiarze przyrostów obu naprężeń głównych i uwzględniającej mechanizm dylatacji skał. Tak więc, mimo wielu uproszczeń i założeń przyjętych w przedstawionej teorii oraz pomiarach laboratoryjnych i ich interpretacji uzyskano zadowalającą zgodność wstępnych pomiarów w kopalni z rezultatami wynikającymi z proponowanego modelu teoretycznego. Pomiarzy zmian naprężeń w górotworze będą kontynuowane dla lepszej oceny ich przydatności do prognozowania zniszczenia filarów skalnych,

## VI. Wnioski końcowe

Przedstawiona w pracy teoria zmian naprężeń we wnętrzu górotworu uwzględnia mechanizm dylatacji skały związany z powstawaniem mikropęknięć i rozwojem szczelin w skale pod wpływem znacznych naprężeń ściskających. Określono na tej podstawie zmiany naprężeń poziomych w górotworze wywołane dylatacją i wzrostem naprężeń pionowych. Stwierdzono, że początkowo przyrosty naprężeń poziomych są proporcjonalne do przyrostów naprężeń pionowych, następnie rosną one coraz gwałtowniej w wyniku ograniczenia odkształceń poprzecznych skały przez odkształcające się sąsiednie jej obszary. Nieliniowe przyrosty naprężeń poziomych są szczególnie duże w strefie jednoosiowych odkształceń np. we wnętrzu rozległych filarów skalnych. W takim wypadku przyrosty te mogą być łatwo oszacowane na podstawie znajomości efektywnej liczby Poissona  $\nu^*$ .

Na uwagę zasługuje fakt poprawności pomiarów zmian naprężeń w filarze za pomocą zastosowanych czujników elastooptycznych o czym świadczy proporcjonalność pomiędzy zmierzonymi zmianami naprężeń pionowych i poziomych w początkowym okresie wzrostu naprężeń.

## Literatura

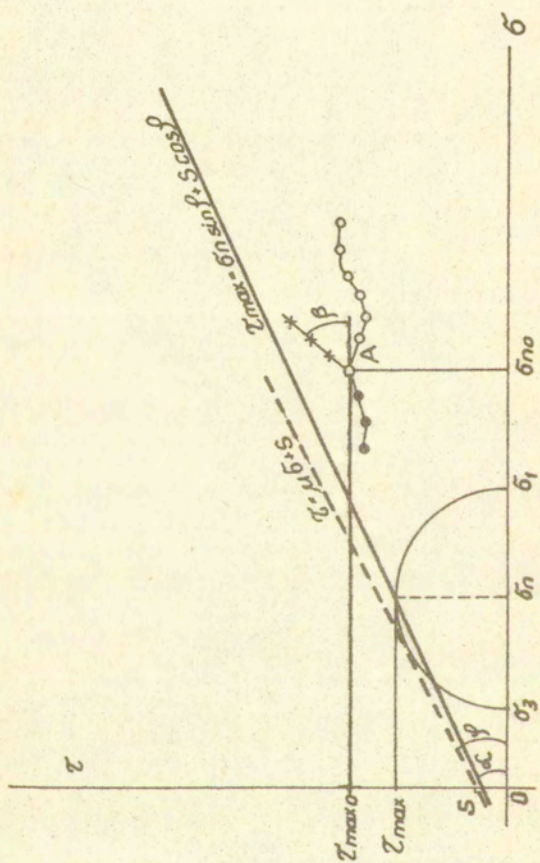
1. F.W. BRACE, A.S. ORANGE, Electrical resistivity changes in stressed rock, J. Geophys. Res., 73, 4, Feb. 1968, 1433-1445
2. F.W. BRACE, B.W. PAULDING Jr., C. SCHOLZ, Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, J. Geophys. Res., 71, 16, Aug. 1966, 3939-3953
3. D.K. HALLBANKER, H. WAGNER, N.G.W. COOK, Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of Quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 10, 1973, 713-726

4. Ch. JAEGER, Rock Mechanics and Engineering, Combridge University Press 1972
5. J. LIETZ, B. MICHALSKI, M. SKŁODOWSKI, Elastooptyczne czujniki do pomiaru naprężeń w ośrodkach skalnych, XI Symp. Dośw. Badań w Mech. Ciała Stałego, Warszawa 1984, 226-229
6. R. SCHAUER, Messen und stenern unter extremnedingungen, Elektronik, 29, 20, 1980, 49-52
7. V.G. STAVROPOULOU "Behaviour of Brittle Sandstone in plane strain loading Conditions", Proc. 23rd Symp. "Issnes in Rock Mech." CA Univ. Berkeley, Calif., USA, Aug. 1982, 351-358.
8. B. STILBERG, S. PEKKARI, R. PEKKARI, An advanced rock mechanics Monitoring System, Proc. Int. Symp. "Field Measurements in Geomechanics", Zurich, Switzerland, 1983, Rotterdam: A.A. Balkema, 1984
9. T.K. TAN, W.F. KANG, Time - dependent dilatancy prior to rock failure and eartquakes, Proc. 5th Int. Cbngr. "Rock Mech. f. Resource Dev.", Min. a. Civ. Engng, Melbourne, Australia, 1983, Rotterdam: A.A. Balkema, 1983, Vol. 3, pp. F 95 - F 102

Tabela 1

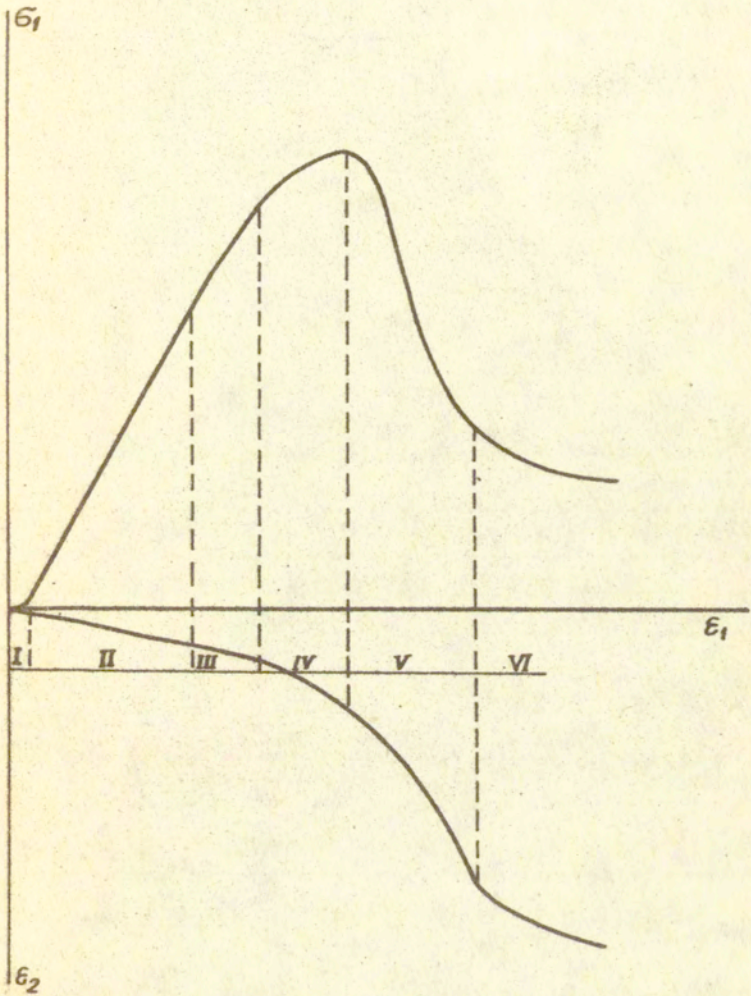
Ip.	t <sup>1</sup>	Czujnik nr 4				Czujnik nr 5					
		Pomiary MPa		Przyrosty MPa		Pomiary MPa		Przyrosty MPa			
		$\sigma_1^*$	$\sigma_3^*$	$\Delta\sigma_1^*$	$\Delta\sigma_3^*$	$\sigma_1^*$	$\sigma_3^*$	$\Delta\sigma_1^*$	$\Delta\sigma_3^*$		
1	63	0	0	.99	.31	0	0	1.47	.43		
2	56	.99	.31	.61	.17	1.47	.43	.23	.07		.23
3	49	1.60	.48	.92	.64	1.70	.50	.21	.19		.47
4	18	2.52	1.12	1.86	1.65	1.91	.69	1.73	1.57		.48
5	6	4.38	2.77			3.43	2.07				

t<sup>1</sup> - liczba dni do tapnięcia

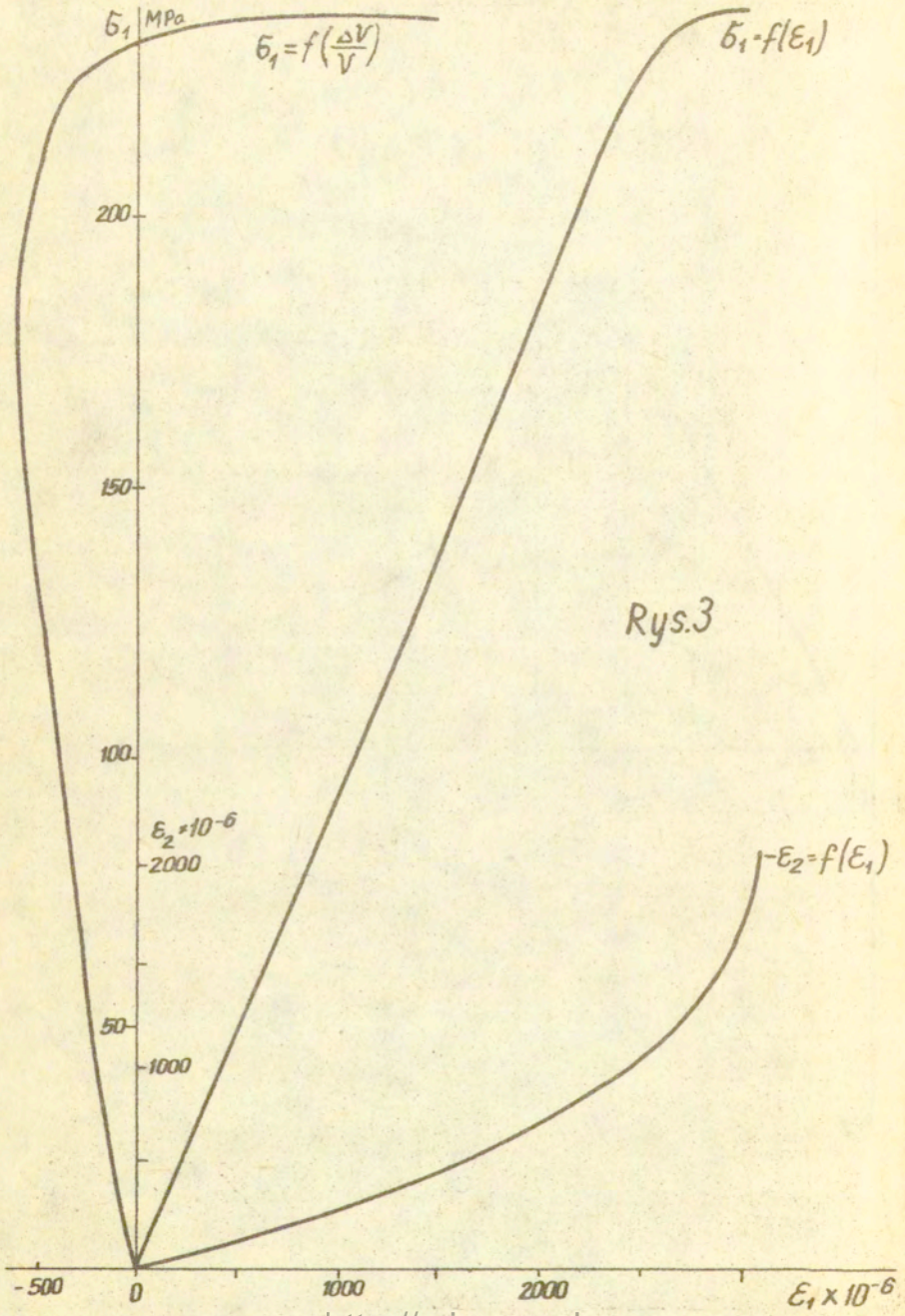


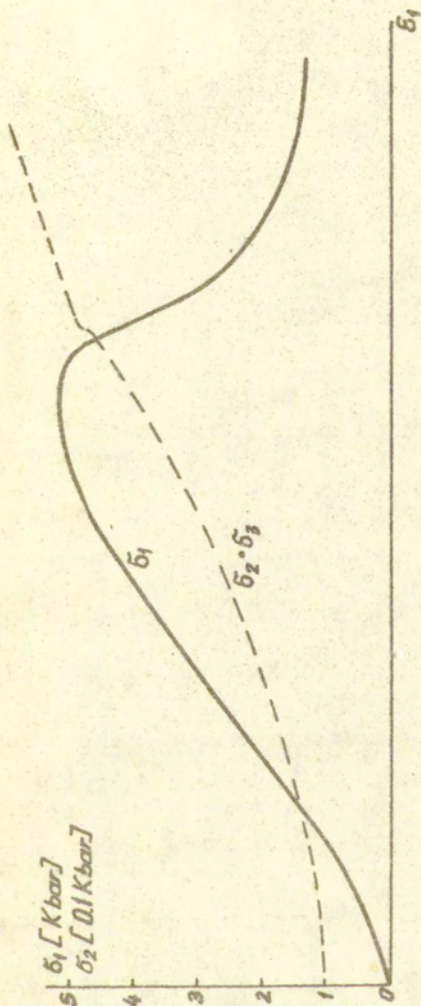
Rys. 1



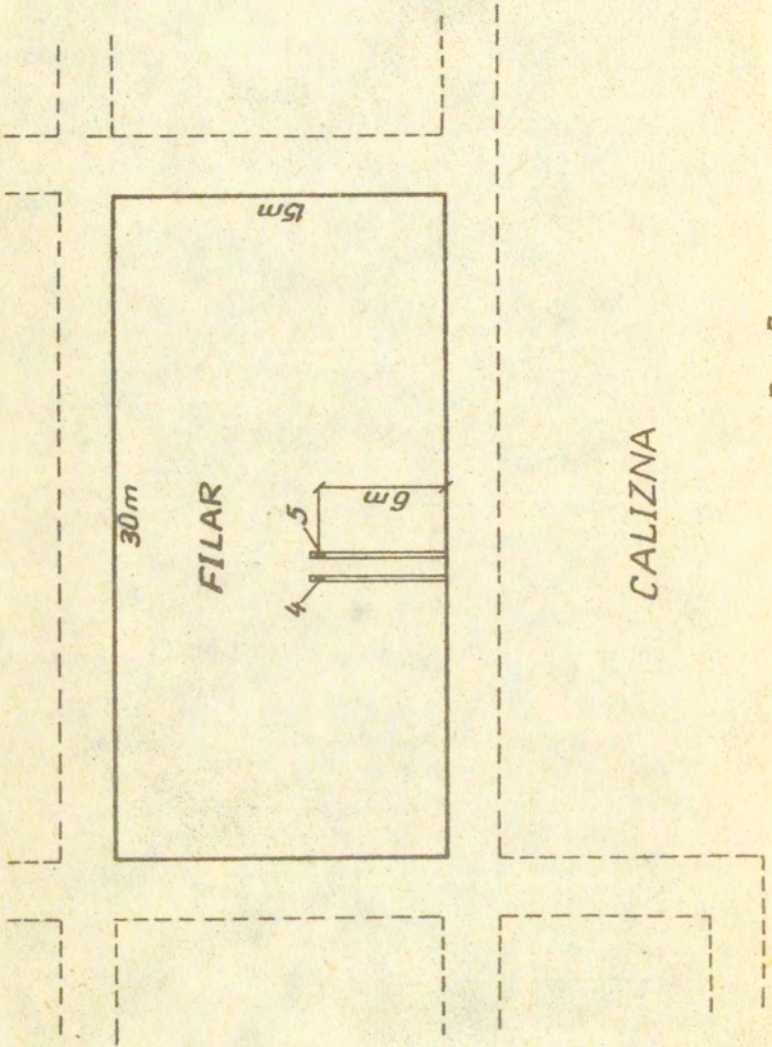


Rys.2

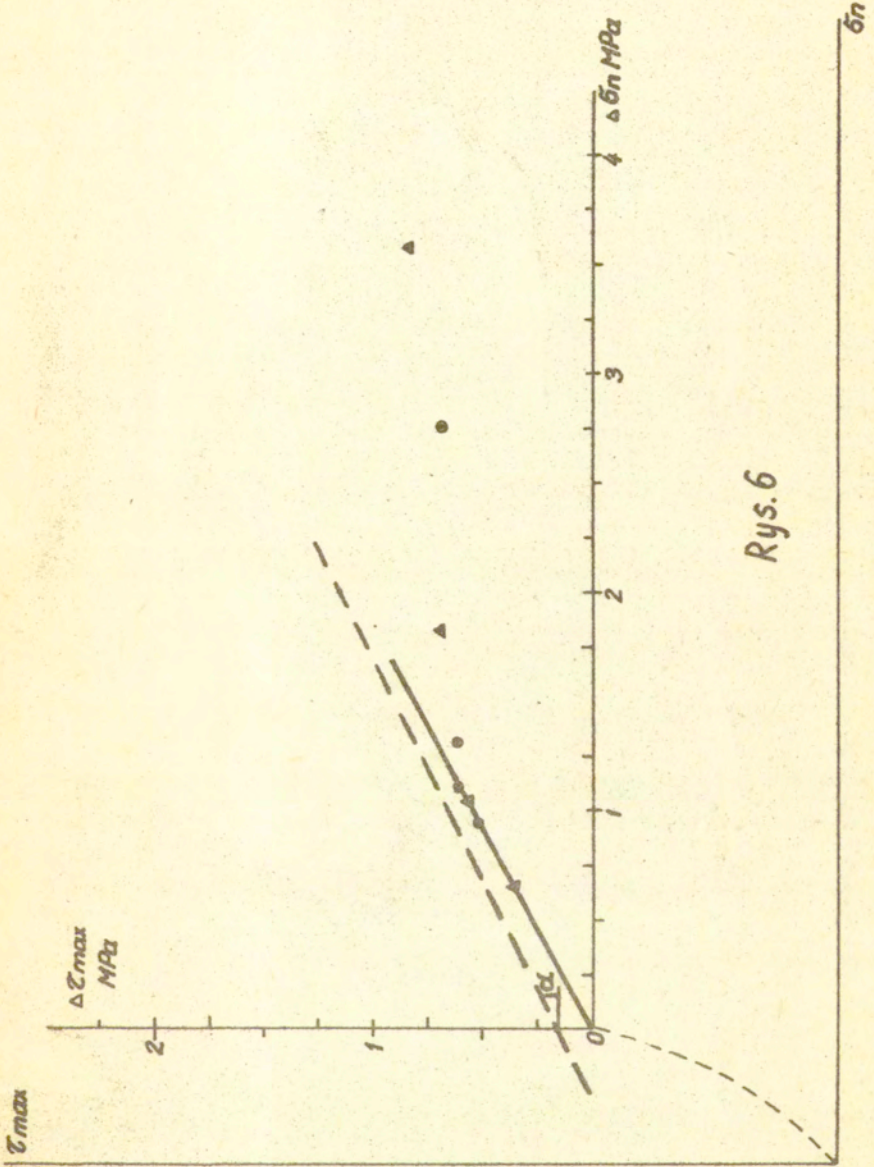




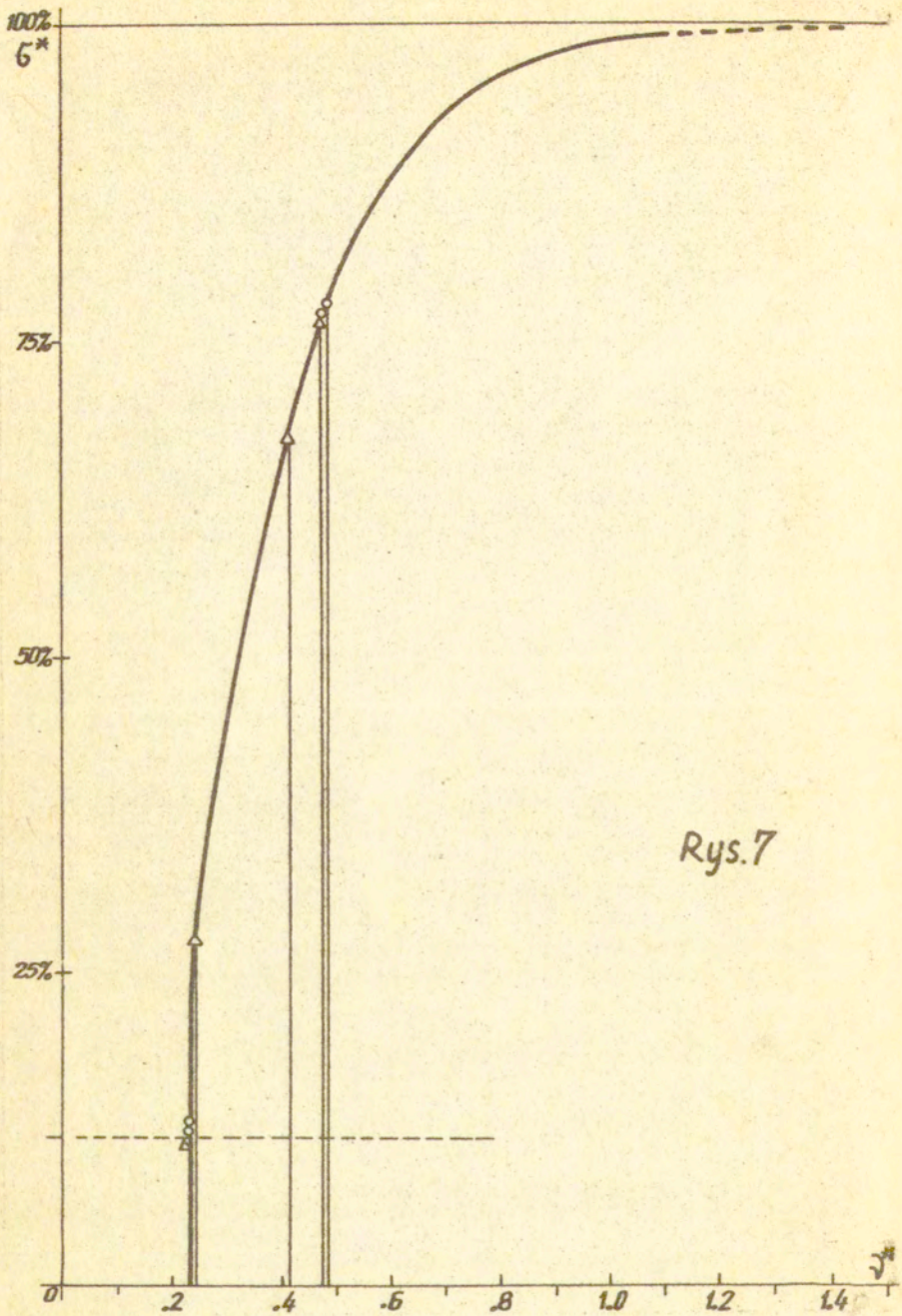
Rys. 4



Rys.5



Rys. 6



Rys.7

Summary

Development of microcracks in rock samples under compression tests and related dilatation is a basis for a theoretical model of the stress changes in monotonically loaded rock pillars. Inside the pillar horizontal and vertical stress increment relation depends upon the effective Poisson's ratio calculated on the basis of standard laboratory rock tests.

Theoretical model is compared with preliminary results of the in situ stress increment measurements by means of photoelastic stress plugs.