

KOPERTY CIŚNIEŃ W OTWORZE MAGNUSZEW

W „Przeglądzie Geologicznym” z marca 1960 r. (6) omówiłem między innymi zasady karotażu akustycznego — jednej z nowych metod profilowania geofizycznego otworów — oraz podałem za F. P. Kokeshem i R. B. Blizardem wpływ czynników geometrycznych na wyniki pomiarów, uzyskane przy zastosowaniu tej metody w odmianie z dwoma odbiornikami impulsów dźwiękowych.

Przy analizowaniu prędkości rozchodzenia się fal akustycznych w skałach zwrócono uwagę, że prędkość ta zależy od prędkości dźwięku w płynie wypełniającym pory skał, od prędkości dźwięku w twardym szkieletie skalnym i od stosunku przestrzeni zajętej przez płyn (przestrzeni por) do przestrzeni zajętej przez szkielet mineralny. Dalsza analiza doprowadziła do wniosku, że poza tym prędkość dźwięku w skałach zależy również, i to w dość znacznym stopniu, od temperatury i ciśnienia panujących na danej głębokości.

Ciśnienia występujące na głębokościach osiągalnych przy obecnej technice wiertniczej, nie mają charakteru hydrostatycznego. Pionowe ciśnienie, wywołane ciężarem mas leżących powyżej danej głębokości, nie równa się naprężeniom poziomym nim wywołanym. Stosunek naprężeń poziomych (σ_h) do pionowego ciśnienia (σ_z) w warunkach, w których nie

mogą zajść boczne odkształcenia skał, określony jest następującym związkami:

$$\frac{\sigma_h}{\sigma_z} = \frac{\mu}{1 - \mu}, \text{ w którym } \mu \text{ jest liczbą Poissona.}$$

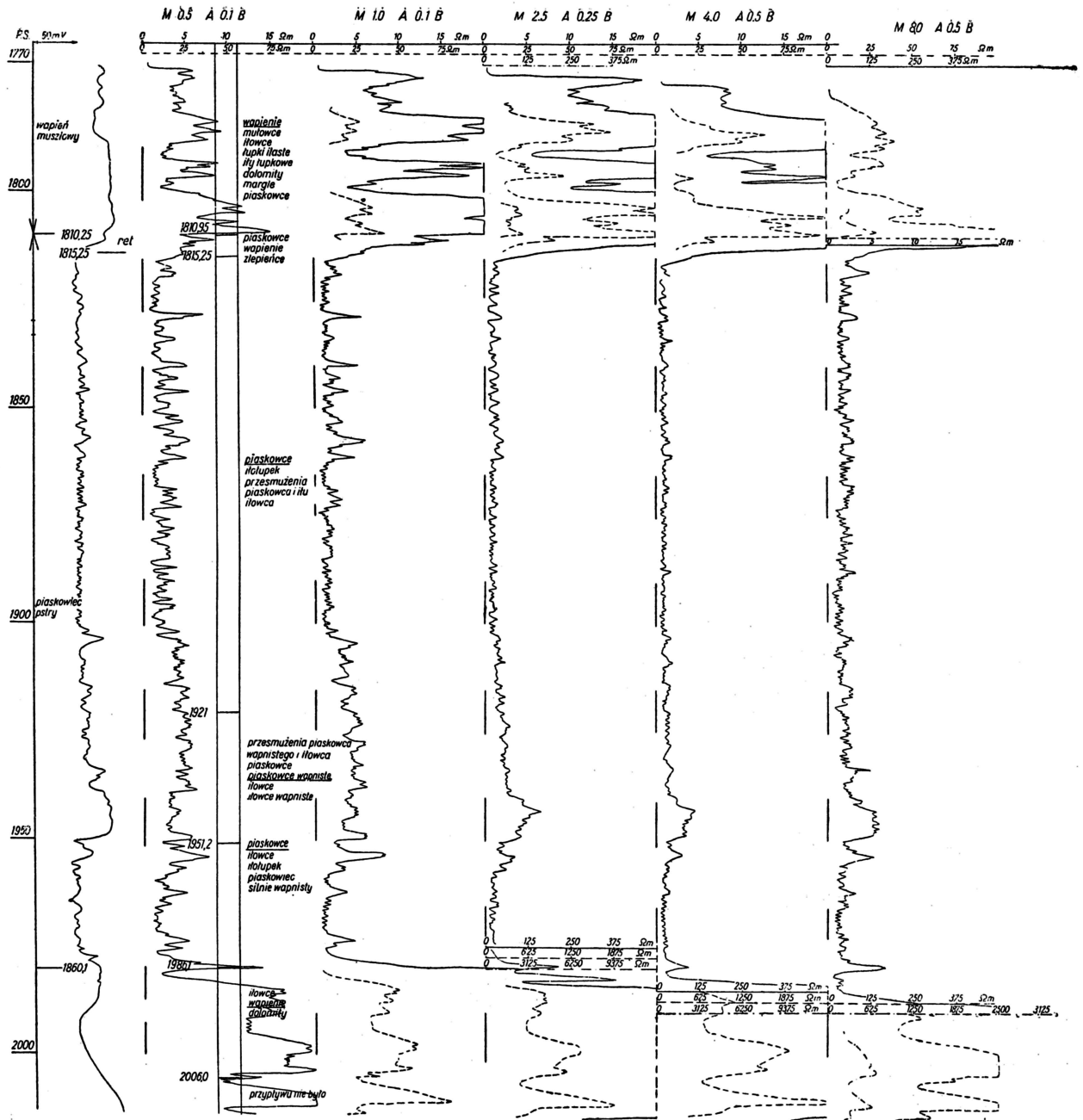
Naturalny stan równowagi ciśnień i naprężeń w skałach zostaje zaburzony, gdy się odwierci otwór.

Niehydrostatyczna składowa radialnych naprężeń (σ_r), przenoszonych przez twardy szkielet skalny, będzie wtedy różnicą naprężeń poziomych i hydrostatycznego ciśnienia płuczki (σ_{pl}), zmieniających się w funkcji promieniowej odległości od osi otworu (r) i pierwotnego naprężenia poziomego panującego w skałach przed odwierceniem otworu (σ_h):

$$\sigma_r = \left(\sigma_h - \sigma_{pl} \right) \frac{r_0^2}{r^2} - \sigma_h$$

gdzie r_0 jest promieniem odwierconego otworu. Natomiast hydrostatyczna składowa radialnych naprężeń kształtować się będzie w zależności od spadku ciśnienia płuczki w plastrze ładu (p_1) i w skale (p_2) do poziomu wody pokładowej (p_w).

Wspomniana zależność prędkości dźwięku od ciśnienia jest określona tak zwanym „ciśnieniem różni-



Otwór Magnuszew, profile elektryczne

Magnuszew bore-hole, electrical profiles

cowym" albo inaczej „naprężeniem efektywnym”, będącym różnicą naprężeń hydrostatycznego i niehydrostatycznego, panujących dokoła otworu.

W wyniku otwarcia na głębokości od 1832 do 1833 m poziomu wodonośnego w otworze Magnuszew (profile) przez sperforowanie kolumny rur i pierścienia cementowego otrzymano zgodnie z pracą S. Depowskiego i A. Krassowskiej (3) po upływie 1 doby słup solanki o zawartości 111 g soli w litrze wody i o wysokości 1650 m. Słup ten zrównoważył ciśnienie hydrostatyczne solanki, wywierane przez nią w warstwach piaskowca występującego poniżej 1815 m głębokości, o wielkości około 180 kg/cm².

Przy przewierceniu otworu na tej głębokości używano płuczki o ciężarze właściwym 1,21 g/cm³, a więc jej ciśnienie na głębokości 1815 m wynosiło 220 kg/cm².

Dla ustalenia wielkości ciśnienia pionowego (σ_z) wykorzystano dane z pomiarów ciężarów gatunkowych próbek uzyskanych z rdzenia pobieranego w czasie wiercenia. Dane te zawarte są w sprawozda-

niach J. Bojan, M. Cesarczyk oraz Cz. Drzewińskiego z pomiarów ciężarów gatunkowych wykonanych w ramach prac Przedsiębiorstwa Poszukiwań Geofizycznych w latach 1957 i 1958 na zlecenie Instytutu Geologicznego. Przyjmując podane tam gęstości za podstawę i uwzględniając — po dyskusji z A. Dąbrowskim — poprawkę na wysychanie próbek, otrzymuje się pionowe ciśnienie w twardym szkielecie skalnym na głębokości 1815 m o wielkości 417 kg/cm².

Spadku ciśnienia płuczki w plastrze łu w tym przypadku nie było, ponieważ nie utworzył się on na ściankach otworu. Wynika to z krzywej średnicy otworu, sprofilowanej kawernomierzem przez grupę pomiarową Przedsiębiorstwa Geofizyki Przemysłu Naftowego, według której to krzywej promień otworu na odcinku 1815—1975 m wynosił 10,8 cm, a więc tyle, ile wynosił promień dłuta używanego do przewiercenia tego odcinka.

Spadek więc hydrostatycznego ciśnienia płuczki do poziomu ciśnienia solanki w piaskowcu nastąpił cał-

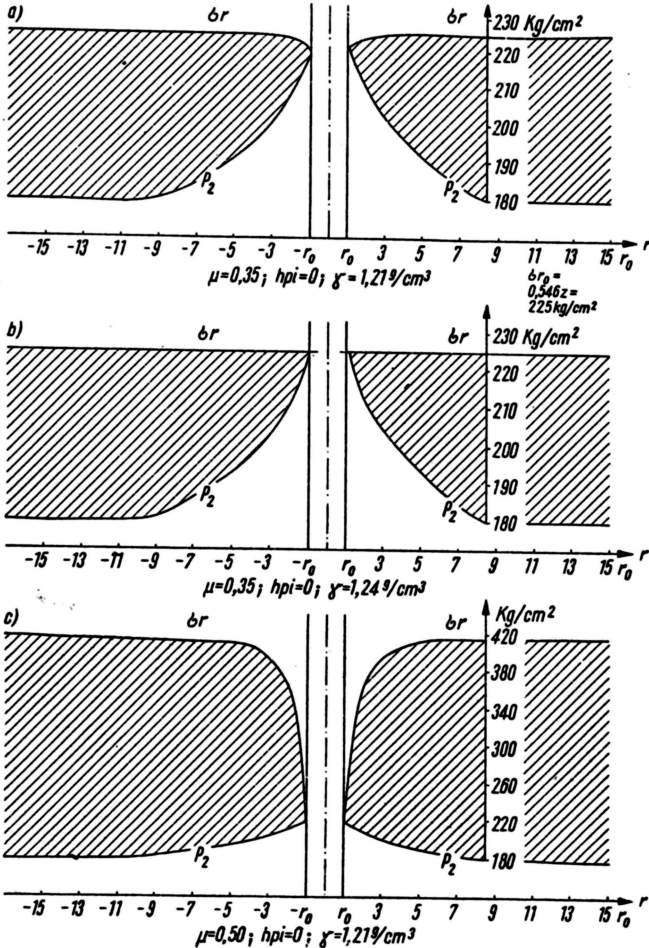
kowicie tylko w skale, poczynając od ścianki otworu poziomo do wewnątrz. Przebieg tego spadku ilustrują dolne (identyczne) krzywe (p_2) przedstawione na rys. 1.

Przebieg tych krzywych został ustalony z następującej zależności:

$$p_2 = p_w + \frac{p_w - p_{pi}}{\log \frac{r_r}{r_0}} \log \frac{r}{r_0}$$

r_r jest odległością promieniową od osi otworu do punktu, w którym panuje ciśnienie p_w .

Dla rozpatrywanego przypadku przyjęto $r_r = 10 r_0$.



Ryc. 1. Koperty ciśnien w otworze Magnuszew, głębokość 1815 m.

Fig. 1. Stress envelopes in bore-hole Magnuszew, depth 1815 m

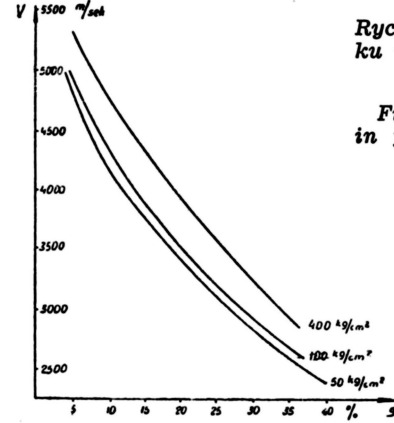
Przebieg niehydrostatycznych naprężeń (σ_r), powstających w strefie przejściowej od punktu na ścianie otworu, gdzie panuje ciśnienie płuczki o wielkości 220 kg/cm², do punktu, w którym praktycznie osiąga ono wartość ciśnienia poziomego przenoszzonego przez twardy szkielet skalny, przedstawiono na rys. 1 w trzech wariantach a, b i c. Dla wariantów a i b przyjęto liczbę Poissona μ o wielkości 0,35, zgodnie z czym ciśnienie poziome (σ_h) w twardym szkielecie skalnym zdala od otworu będzie wynosiło 0,54 σ_z i będzie się równać 225 kg/cm². Dla wariantu b przyjęto ciężar właściwy płuczki 1,24 g/cm³ (a nie 1,21) jak dla wariantu a, tak aby na głębokości 1815 m ciśnienie płuczki równało się ciśnieniu poziomemu (σ_r).

Dla wariantu c ciężar właściwy płuczki równa się 1,21 g/cm³ i μ równa się 0,5, co jest jednoznaczne z przyjęciem hydrostatycznego stanu naprężeń w szkielecie, gdyż wówczas σ_h równa się σ_z .

Wszystkie trzy warianty odnoszą się do przypadku, gdy brak plastra iltu, to znaczy, gdy jego grubość $h_{pi} = 0$.

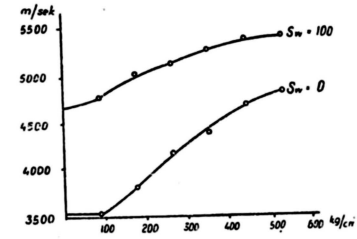
W przypadku a ze wzrostem promieniowej odległości od osi otworu σ_r również rośnie i zbliża się asymptotycznie do $\sigma_h = 225$ kg/cm² — wartości niehydrostatycznych naprężeń w twardym szkielecie, występujących przed odwierceniem otworu, a po odwierceniu w znaczniejszej od niego odległości.

W przypadku b ciśnienie płuczki równa się σ_h i σ_r nie ulega zmianom ze zmianą promieniowej odległości od osi otworu.



Ryc. 2. Prędkość dźwięku w funkcji porowatości.

Fig. 2. Sound velocity in function of porosity



Ryc. 3. Prędkość dźwięku w funkcji różnicy ciśnień.

Fig. 3. Sound velocity in function of stress differences

Przypadek c jest analogiczny do przypadku a, z tym że σ_h jest znacznie większe i ze wzrostem promieniowej odległości od osi otworu następuje silny wzrost naprężeń radialnych.

Zakresowane pole między krzywymi σ_r i p_2 tworzą „koperty ciśnien” dokoła osi otworu. Różnice naprężeń zawartych między tymi krzywymi wzrastają od zera na obwodzie otworu (na głębokości 1815 m) na odległość równą 9 promieniom otworu (wynoszącej w przybliżeniu ok. 1 m) do wielkości w przypadku a i b 45 kg/cm², w przypadku c 237 kg/cm².

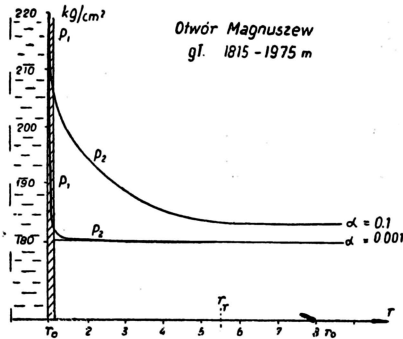
Na rys. 2 podano za V. S. Tumanem (7) zależności prędkości od porowatości przy ciśnieniach różnicowych 50, 100 i 400 kg/cm² (po przeliczeniu na jednostki w układzie c.g.s.). Krzywe prędkości w funkcji porowatości zostały oparte na zależnościach podanych w 1960 r. przez Picketta a opartych na wzorach ustalonych przez Gossmana (4). Z podanych krzywych widać, że ze wzrostem ciśnień różnicowych prędkość wzrasta. Ten wzrost zgodnie z M. R. J. Wyllie występuje tylko do pewnej wartości prędkości, określonej przez J. Skorupe jako „prędkość ustalona”.

Na wielkość prędkości ustalonej wpływa stopień nasycenia skały wodą. Na rys. 3 za M. R. J. Wyllie podaje zależność prędkości od różnicy ciśnień, określonej jako różnica ciśnienia przyłożonego do szkieletu skały i panującego w płynach zawartych w jej porach. Dolna krzywa odnosi się do skały suchej ($S_w = 0$), górna do skały w 100% nasyconej wodą ($S_w = 100$ — nasycenie skały wodą w %). W obu tych przypadkach ustalona prędkość zostaje osiągnięta przy różnicy ciśnień wynoszącej ok. 490 kg/cm². Jest to wynik uzyskany z badań laboratoryjnych na próbkach. Skały in situ, zdaniem Wylliego, potrzebują daleko mniejszej różnicy ciśnień (nawet do dziesiątych części ustalonej laboratoryjnie wielkości) dla osiągnięcia prędkości ustalonej.

LITERATURA

W przypadku, gdyby na ściankach otworu utworzył się plaster łu o zewnętrznym promieniu r_{pi} , to spadek ciśnienia w jego obrębie przebiegałby według następującej zależności:

$$p_1 = p_{p1} + \left[\frac{p_w - p_{p1}}{\log \frac{r_{p1}}{r_0} + \log \frac{r_r}{r_{p1}}} \right] \log \frac{r}{r_0} \text{ a dalszy}$$



Ryc. 4. Spadek ciśnienia w plastrze łu (p_1) i w skale (p_2).

Fig. 4. Decrease of stress in mud cake (p_1) and rock mass (p_2).

spadek ciśnienia płuczki w skale poza plastrzem łu wyraziłby się następująco:

$$p_2 = p_{p1} + \left[\frac{\alpha (p_w - p_{p1})}{\log \frac{r_{p1}}{r_0} + \alpha \log \frac{r_r}{r_{p1}}} \right] \log \frac{r}{r_r}$$

Na ryc. 4 podano teoretyczny przebieg spadku ciśnienia płuczki w otworze Magnuszew w piaskowcu na głębokości 1815—1975 m, przyjmując plaster o grubości równej jednej dziesiątej promienia otworu i zakładając $r_r = 5r_{p1}$. Górna krzywa została sporządzona dla stosunku przepuszczalności plastra łu do piaskowca (α) równego 0,1, dolna — gdy $\alpha = 0,001$.

Widoczna zależność przepuszczalności plastra łu i skały i podana zależność prędkości dźwięku od przebiegu ciśnień różnicowych odkrywają perspektywy otrzymania drogą karotazu akustycznego w otworach bardzo ważnego parametru, jakim jest przepuszczalność skał. Ta perspektywa i możliwość rozwarstwienia skał przewierconych otworem według ich własności sprężystych czyni pożądane wprowadzenie tej metody geofizycznych badań otworowych w Polsce.

1. Chalewin N. J., Barykin D. D. — Ustanowka dla akustycznych issledowanij w burowych skwazinach. Izv. Ak. Nauk SSSR Sierija geofiziczeskaja, Nr 1. Moskwa 1961.
2. Dachnow W. N. — Promysłowaja geofizika. Moskwa 1959.
3. Depowski St., Krassowska A. — Wyniki badań objawów bituminów w otworze Magnuszew IG 1. „Kwartalnik Geologiczny” 1962, z. 1.
4. Gassmann F. — Elastic waves through a packing of spheres. „Geophysics”. V. XVI, str. 673—685. Menasha Wisconsin 1951.
5. Pickett G. R. — The use of acoustic logs in the evaluation of sandstone reservoirs. „Geophysics” V. XXV, str. 250—274. Menasha Wisconsin 1960.
6. Roman L. — O niektórych ostatnich rozwiązaniach konstrukcyjnych i metodycznych w geofizyce kopalnianej. „Przegląd Geologiczny” 1960, nr 3.
7. Tuman V. S. — Refraction and reflection of sonic energy in velocity logging. „Geophysics” V. XXVI, str. 588—600. Menasha Wisconsin 1961.
8. Wyllie M. R. J. — Log interpretation in sandstone reservoirs. „Geophysics” V. XXV, str. 748—778. Menasha Wisconsin 1960.

SUMMARY

On the basis of theory on curvilinear path of a refracted acoustic beam (published by V. S. Tuman in 1961 — Geophysics No 5), the stresses occurring at the depth of 1815 m in the Magnuszew bore-hole have been analyzed, as well as the influence of stresses upon the sound velocity and decrease of stress in the mud cake and in the rock mass has been discussed in the article.

РЕЗЮМЕ

На основе теории о криволинейном ходе преломленного акустического луча, опубликованной В. С. Туманом в октябре 1961 г. (Geophysics № 5), проанализированы давления, наблюдающиеся на глубине 1815 м в скважине Магнусшев, влияние давлений на скорость распространения звука и ход падения давления в глинистом прослое и в твердой породе.