

problemy agrofizyki

POLSKA AKADEMIA NAUK • ZAKŁAD AGROFIZYKI



Ossolineum

zeszyt 11

rok 1974

**ZAMKNIĘTE ŹRÓDŁA RADIOIZOTOPOWE
W BADANIACH FIZYCZNYCH WŁAŚCIWOŚCI GLEB**

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
ZAKŁAD AGROFIZYKI W LUBLINIE

PROBLEMY AGROFIZYKI

11

WROCŁAW • WARSZAWA • KRAKÓW • GDAŃSK
ZAKŁAD NARODOWY IMIENIA OSSOLIŃSKICH
WYDAWNICTWO POLSKIEJ AKADEMII NAUK

PROBLEMY AGROFIZYKI

11

HENRYK CZACHOR, RYSZARD WALCZAK

ZAMKNIĘTE ŹRÓDŁA RADIOIZOTOPOWE W BADANIACH FIZYCZNYCH WŁAŚCIWOŚCI GLEB

**WROCŁAW • WARSZAWA • KRAKÓW • GDAŃSK
ZAKŁAD NARODOWY IMIENIA OSSOLIŃSKICH
WYDAWNICTWO POLSKIEJ AKADEMII NAUK**

1974

Komitet Redakcyjny
BOGDAN DOBRZAŃSKI (przewodniczący)
JAN GLIŃSKI, BOGUSŁAW SZOT

Okładkę projektował: ZYGMUNT ZIEMKA

**Wykonano z oryginałów tekstowych
dostarczonych przez Zakład Agrofizyki**

Wszelkie prawa zastrzeżone. Printed in Poland

Zakład Narodowy im. Ossolińskich — Wydawnictwo. Wrocław 1974.
Nakład: 430 egz. Objętość: ark. wyd. 2,80, ark. druk. 4. Papier offset
kl. III, 70 g, 61×86. Druk ukończono w maju 1974. Wrocławska
Drukarnia Naukowa. Zam. 127/74 — P — 8 Cena zł 20.—

W S T Ę P

Równolegle z rozwojem techniki radioizotopowej powstały i rozwinęły się wykorzystujące ją geologiczne metody badań minerałów i skał. Idee tych metod zostały przeniesione do badań gruntoznawczych, a ostatnio - gleboznawczych.

W pomiarach stosuje się źródła zamknięte i otwarte. Przy pomocy radioizotopów zamkniętych możliwe są pomiary m.in. gęstości, wilgotności i porowatości gleb. Źródła otwarte stosuje się natomiast do badań procesów przenoszenia wody i soli w ośrodkach porowatych oraz procesów parowania.

Metody radioizotopowe charakteryzują się tym, że:

- 1/ pomiary nie niszczą struktury badanego ośrodka, możliwe jest więc śledzenie dynamiki procesów w nim zachodzących,
- 2/ skracają czas i pracochłonność wykonywanych pomiarów,
- 3/ dokładność metod jest w większości przypadków wystarczająca w praktyce gleboznawczej. Niektórzy autorzy uważają, że np. metoda neutronowa pomiaru wilgotności jest dokładniejsza od metody grawimetrycznej,
- 4/ aparatura w większości wypadków jest przystosowana do badań polowych. Umożliwia to wykonywanie dużej ilości pomiarów w krótkim okresie czasu.

W opracowaniu zwrócono szczególną uwagę na polowe metody szeroko stosowane w badaniach gleboznawczych, wykorzystujące zamknięte źródła promieniowania.

PODSTAWOWE WIADOMOŚCI Z ZAKRESU FIZYKI JĄDROWEJ

ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA JĄDROWEGO

Integralną częścią każdej aparatury radioizotopowej jest źródło promieniowania jądrowego. Wielkościami charakteryzującymi źródło są: aktywność, rodzaj wysyłanego promieniowania oraz jego widmo, półokres rozpadu, postać chemiczna i fizyczna.

Aktywność źródła określona jest przez ilość cząstek promieniowania wysyłanych w jednostce czasu, a ściślej - przez ilość rozpadów zachodzących w źródle w jednostce czasu. Jednostką aktywności jest 1 curie /1 Ci/.

Aktywność 1 Ci posiada takie źródło, w którym zachodzi $3,7 \times 10^{10}$ rozpadów w czasie 1 sekundy.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ sek}^{-1}$$

Historycznie odpowiada to aktywności 1 g radu.

Aktywność źródła podlega prawu zaniku

$$A_t = A_0 e^{-\lambda_1 t}$$

/1/

gdzie:

A_0 - aktywność w chwili $t=0$

A_t - aktywność po czasie t

λ_1 - stała rozpadu

t - czas.

Często wprowadza się wzór /1/ w postaci:

$$A_t = A_0 \exp \left(- \frac{0,693t}{T_{\frac{1}{2}}} \right)$$

/2/

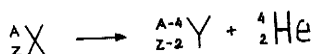
gdzie:

$\frac{T_1}{2}$ - okres połowicznego zaniku czyli czas po jakim połowa jąder ulegnie rozpadowi.

Każdy izotop promieniotwórczy wysyła charakterystyczny dla siebie rodzaj promieniowania. Rozróżnia się dwa podstawowe typy rozpadu:

1. rozpad α
2. rozpad β

Rozpad α polega na emisji z jądra cząstki α . Ulegają mu tylko jądra o $A > 200$. Cząstka α składa się z dwóch protonów i dwóch neutronów. Schemat rozpadu α wygląda następująco:



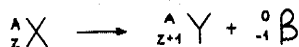
X - jądro ulegające rozpadowi

Y - jądro powstałe w wyniku rozpadu

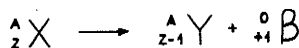
Okres półrozpadu jąder α -promieniotwórczych waha się w granicach 10^9 lat - 10^{-7} sekund.

Rozpad β obejmuje trzy rodzaje przemian jądrowych:

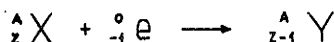
a/ rozpad β^- - z jądra emitowane są elektrony o charakterystycznej dla danego jądra energii



b/ rozpad β^+ - z jądra emitowany jest pozyton



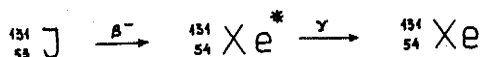
α / wychwyt K - polega na wchłonięciu przez jądro elektronu z najbliższej położonej powłoki elektronowej, tzn. z powłoki K



Większość spośród znanych obecnie izotopów β /około 900/ ulega rozpadowi β^- .

Na ogół promieniowaniu korpuskularnemu α lub β towarzyszy promieniowanie elektromagnetyczne tzw. promieniowanie γ . Powstaje w wyniku emisji cząstki korpuskularnej jądro posiada pewien nadmiar energii. Mówi się, że znajduje się ono w stanie wzbudzonym. Powrót jądra do stanu podstawowego zachodzi po emisji jednego lub kilku kwantów /fotonów/:

np.

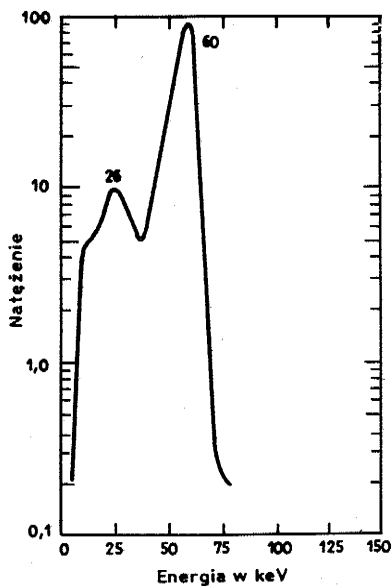


Wypromieniowywanie kwantów γ może nastąpić natychmiast po rozpadowie α lub β . Jeśli powrót do stanu podstawowego następuje po długim czasie, wynoszącym niekiedy setki lat, np. ma okres półrozpadu $T_{1/2} = 5500$ lat, wówczas przejście to nazywa się przej-

ściem izomerycznym. Należy zaznaczyć, że czasy życia jąder w stanach izomerycznych są 10^{20} - 10^{25} razy większe od czasów życia w jądrach normalnych.

Każde źródło posiada charakterystyczne dla siebie widmo promieniowania tzn. zależność natężenia promieniowania od energii wysyłanych cząstek. I tak, izotopy α i γ promieniotwórcze posiadają widmo dyskretne tzn. wysyłane są cząstki o jednej ściśle określonej wartości energii, bądź cząstki posiadające kilka wartości energii różnych od siebie /24/.

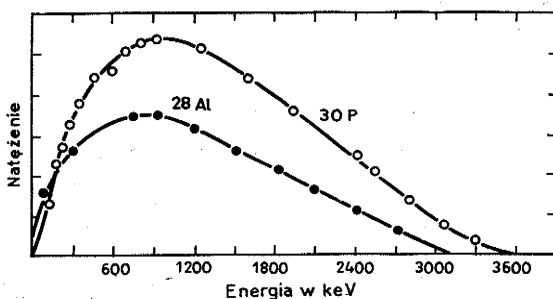
Ryc. 1 przedstawia widmo promieniowania γ Am-241



Ryc. 1

Charakterystyczną cechą izotopów promieniotwórczych β jest ciągłe widmo energetyczne wysyłanych cząstek. W widmie tym można określić maximum energii $E_{\max}$ wysyłanych cząstek oraz energię odpowiadającą maksymalnemu natężeniu $E_{I_{\max}}$

Ryc. 2 przedstawia widmo rozpadu β Al-28 i P-30



Ryc. 2

W widmie tym można zauważyć następującą zależność:

$$E_{I_{\max}} = \frac{1}{3} E_{\max} \quad /3/$$

tzn. najwięcej wysyłanych jest cząstek posiadających energię równą $\frac{1}{3}$ maksymalnej energii cząstek β jakie pojawiają się w danym rozpadzie.

Omawiając rodzaje źródeł należy wspomnieć, że źródła mogą również powstać w wyniku reakcji jądrowych w nich zachodzących. Typowym przykładem tego typu źródeł są wszystkie źródła neutronowe. Neutrony powstają w nich na ogół w wyniku reakcji $/\alpha, n/$. Cząstki α emitowane przez ciężki radioizotop trafiają w jądro np. berylu, skąd wybijany jest neutron.



Jak widać z tab. 1 oprócz promieniowania neutronowego, większość źródeł posiada tło promieniowania γ . Jest rzeczą oczywistą, że w wypadku pomiarów wilgotności jest ono bardzo niekorzystne.

Przy wyborze źródła należy brać również pod uwagę okres połowicznego rozpadu $T_{1/2}$, winien on być możliwie długi.

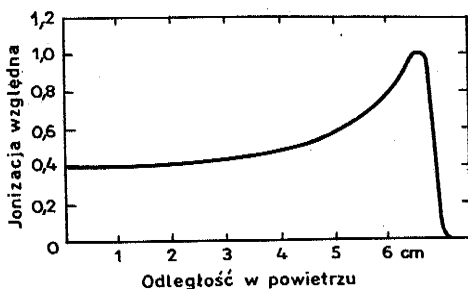
Tabela 1. Najczęściej spotykane źródła typu $\alpha, n / 2/$.

Źródło	Półokres rozpadu $T_{1/2}$	Wydaźność 10^6 neutr $\times s^{-1}Ci^{-1}$	Maksymal- na energia neutronu /MeV/	Średnia energia neutro- nu /MeV/	Wielkość stałej rent. $cm^2 \times$ Ci^{-1} godz. $^{-1}$
Po+Be	138,4 dni	2,5	11,3	5,0	10^{-3}
Po+B	138,4 dni	0,8	5,2	3,0	10^{-3}
Po+F	138,4 dni	1,4	3,0	1,4	-
Po+Li	138,4 dni	0,1	1,3	0,3	5×10^{-5}
Po+O	138,4 dni	$2,6 \times 10^{-3}$	-	-	3×10^{-6}
Po+ O^{18}	138,4 dni	1,1	4,3	2,3	2×10^{-3}
Ra+Be	1600 lat	17	13	4,7	9,36
RaBeF	1600 lat	3	13	4,7	9,36
Rn+Be	3,82 dni	14	13	4,7	9,36
RaD+Be	21,4 lat	2,5	11,3	5,0	0,2
RaMsTh+Be	1600 lat	-	14	4,7	-
Ac+Be	26,7 lat	26	13	4,7	2,5
Pu 238 +Be	86,4 lat	2,8	11,3	5,0	10,3
Pu 239 +Be	$2,44 \times 10^4$ lat	2,3	11,0	5,0	1
Am 241 +Be	458 lat	2,7	11,5	5,0	1
Cm 242 +Be	162,5 dni	4,4	12	-	10^{-3}

ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA Z MATERIAŁ

Oddziaływanie cząstek α z materia

Ze względu na to, że cząstki α posiadają ładunek, przechodzeniu ich przez materię towarzyszyć będzie jonizacja atomów ośrodka. Wielkością opisującą jonizację jest $(-\frac{\partial E_\alpha}{\partial x})_{\text{jon}}$ czyli strata energii cząstki, przypadająca na jednostkę drogi, tzw. jonizacja właściwa cząstek /ryc. 3/. Dla małych energii cząstek α , $(-\frac{\partial E_\alpha}{\partial x})_{\text{jon}}$ jest proporcjonalna do koncentracji elektronów w substancji i odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości cząstki v .



Ryc. 3

Oddziaływanie cząstek β z materią.

Cząstki β tracą swą energię przy przechodzeniu przez materię w wyniku dwóch efektów:

a. strat spowodowanych jonizacją ośrodka.

Postać analityczna tego wyrażenia jest bardzo skomplikowana. Można jednak powiedzieć, że $(-\frac{dE_e}{dx})_{\text{jon}}$ zależy wprost proporcjonalnie od koncentracji elektronów n_e w ośrodku i odwrotnie proporcjonalnie od prędkości v cząstek.

b. strat radiacyjnych energii elektronu

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{rad}} = n_e E_0 \Phi(Z, E_0) \quad /4/$$

gdzie:

- n_e - koncentracja elektronów w ośrodku
- E_0 - początkowa energia kinetyczna elektronu.
- Φ - funkcja opisująca zależność strat radiacyjnych elektronu od liczby porządkowej Z absorbenta i energii początkowej E_0 elektronu.

W ogólności straty radiacyjne energii cząstki $(-\frac{dE}{dx})_{\text{rad}} \sim \frac{1}{M^2}$

gdzie:

M - masa cząstki, więc efekt ten ma bardzo niewielkie
znaczenie dla cząstek $\lambda / m\lambda \gg m_e / 20 /$

$$\frac{\left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{rad}}}{\left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{jon}}} \approx \frac{E_e Z}{800} \quad /5/$$

Stosunek strat radiacyjnych do strat jonizacyjnych zależy od energii elektronu wyrażonej w MeV i liczby porządkowej Z ośrodka, przez który przechodzą cząstki.

O d d z i a ł y w a n i e p r o m i e n i o w a n i a y z m a t e r i ą

Promieniowanie γ oddziałuje przede wszystkim z elektronami powłok elektronowych. Możliwe są poza tym reakcje fotojądrowe, jednak mają one duże znaczenie przy wysokich energiach kwantów $E_\gamma > 10$ MeV. Z elektronami kwanty γ oddziałują na trzy zasadnicze sposoby:

- a. efekt fotoelektryczny
- b. efekt Comptona
- c. efekt tworzenia się par elektron-pozyton.

Efekt fotoelektryczny polega na wybiciu elektronu z danego atomu przez kwant γ . W wyniku tego efektu znika kwant, a jego energia przekazana zostaje elektronowi. Energia kinetyczna elektronu E_k określona jest wzorem:

$$E_k = E - I_l \quad /6/$$

$1\text{MeV}=10^6\text{eV}$ - miara energii cząstek elementarnych

1eV - energia jaką zyskuje elektron przyspieszony różnicą potencjałów równą 1V .

gdzie:

E - energia kwantu

I_i - energia jonizacji i -tej powłoki elektronu.

Możliwość zaistnienia każdego z wymienionych efektów określona jest przez przekrój czynny na dany rodzaj reakcji. Duża wartość przekroju czynnego odpowiada efektowi bardziej prawdopodobnemu. Jednostką przekroju czynnego jest 1 barn = 10^{-24} cm^2 .

Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne σ_f zależy od liczby atomowej Z atomu, z którym oddziałyduje kwant γ oraz od jego energii.

Ogólnie można powiedzieć, że:

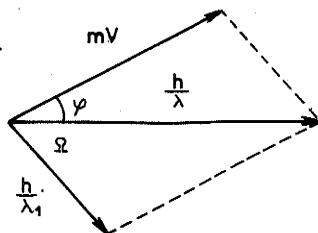
$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad \text{dla } E_\gamma \gg I_k$$

$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^2} \quad \text{dla } E_\gamma > I_k$$

I_k - energia jonizacji powłoki K atomu /powłoki K , położonej najbliższej jądra/.

Energia jonizacji I_k zależy od liczby Z atomu oraz od powłoki, z której wybijany jest elektron. I_k wynosi od kilkunastu eV dla wodoru do kilkudziesięciu tysięcy eV dla pierwiastków ciężkich. Z powyższych zależności wynika, że efekt fotoelektryczny będzie odgrywał dużą rolę dla substancji o dużej liczbie Z oraz dla małych energii kwantów gamma.

Zjawisko Comptona różni się m.in. tym od zjawiska fotoelektrycznego, że kwant γ zderzający się z elektronem przekazuje mu tylko część swej energii. W wyniku rozproszenia otrzymujemy kwant o zmniejszonej częstotliwości w stosunku do kwantu pierwotnego oraz elektron, który porusza się pod pewnym kątem w stosunku do kwantu γ /ryc. 4/.



Ryc. 4

Wzór określający zmiany częstości fotonu po rozproszeniu ma postać

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + E(1 - \cos \Omega)} \quad /7/$$

ν - częstość kwantu pierwotnego
 Ω - kąt rozproszenia

Energia kinetyczna elektronu E_k wynosi

$$E_k = h\nu \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon(1 + \varepsilon)\tan^2 \varphi} \quad /8/$$

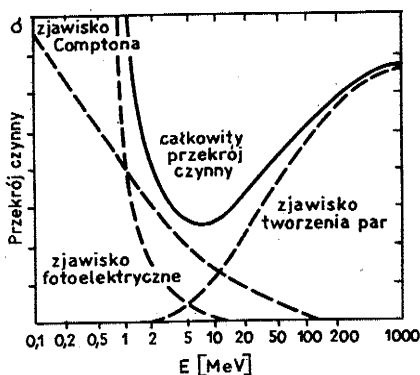
dla $\varphi = 180$ ($\Omega = 0$)

$$E_{k_{\max}} = \frac{2h\nu\varepsilon}{1 + \varepsilon} \quad \text{gdzie} \quad \varepsilon = \frac{h\nu}{m_0c^2} \quad /9/$$

Efekt tworzenia się par elektron-pozyton polega na powstawaniu elektronu i pozytonu kosztem energii kwantu γ , który znalazł się w pobliżu jądra atomowego. Efekt zaczyna odgrywać rolę przy $E_\gamma > 1,2$ MeV, a dużą rolę odgrywa przy energiach rzędu $10^6 - 10^7$ eV. Ponieważ z takimi źródłami nie będziemy mieli do czynienia nie będziemy się tym efektem bliżej zajmować. Całkowity przekrój czynny na oddziaływanie promieniowania z materią jest pokazany na ryc. 5.

$$\sigma_t = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \quad /10/$$

W wyniku wyżej wymienionych efektów równoległa, monoenergetyczna wiązka promieniowania γ po przejściu przez substancję o grubości x ulegnie osłabieniu w następujący sposób



Ryc. 5

$$R = R_0 e^{-\mu'x} \quad /11/$$

R_0 - natężenie promieniowania pierwotnego

R - natężenie promieniowania po osłabieniu

μ' - współczynnik osłabienia, odwrotność jego wartości liczbowej mówi po przejściu jakiej grubości osłabienie wiązki wyniesie e-razy.

Ponieważ pochłanianie zależy od gęstości Q ośrodka więc wprowadzono tzw. masowy współczynnik absorpcji $\mu = \frac{\mu'}{Q}$

I teraz

$$R = R_0 e^{-\frac{\mu'}{Q} d} = R_0 e^{-\mu d} \quad /12/$$

gdzie:

d - wyrażony jest w $\frac{g}{cm^2}$

Wykres $\sigma = f(E_\gamma)$ /ryc. 5/ obrazuje jednocześnie w jaki sposób zmienia się $\mu' = f(E_\gamma)$ ponieważ: $\mu' \sim \sigma$

Oddziaływanie neutronów z materią

Neutrony mogą oddziaływać z jądrem ośrodka bombardowanego na kilka sposobów /33/:

1. rozproszenie sprężyste $/n, n/$
2. rozproszenie niesprężyste $/n, n/$
3. rozpad z wyrzuceniem cząstek naładowanych $/n, p/$; $/n, \alpha, \dots/$ itp.
4. rozszczepienie jądra $/n, f/$
5. pochłonięcie promieniste $/n, \gamma/$

Jak widać możliwe są więc reakcje absorpcji /3-5/ i rozproszenia /1-2/. Określamy to przy pomocy odpowiednich przekrojów czynnych:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \quad /13/$$

- σ_t - całkowity przekrój czynny
 σ_a - przekrój czynny na absorpcję
 σ_s - przekrój czynny na rozproszenie

Przekroje σ_a i σ_s zmieniają się w bardzo szerokich granicach, w zależności od energii neutronów oraz rodzaju badanego ośrodka.

W wyniku absorpcji neutronu przez jądro ośrodka powstaje na ogół jądro przejściowe, które przechodząc do stanu podstawowego emituje jakąś cząstkę elementarną bądź ulega rozszczepieniu /istotne dla pierwiastków ciężkich/.

Najbardziej interesującym nas procesem jest zderzenie sprężyste, tzn. takie, w którym zachowuje się energia kinetyczna oraz pęd zderzających się cząstek. Zderzenia te można traktować jako oddziaływanie doskonale sprężystych kul, z których jądro, z którym następuje zderzenie, jest nieruchome. W trakcie zderzenia neutron traci energię kinetyczną. Strata ta jest zależna od masy jądra, z którym następuje zderzenie oraz od kąta rozproszenia θ_1 , gdzie θ_1 - kąt pomiędzy pierwotnym i aktualnym /po rozproszeniu/ kierunkiem ruchu elektronu.

Srednia energia neutronu po jednym zderzeniu wynosi:

$$E = \frac{M^2 + m^2}{(M + m)^2} E_0 \quad /14/$$

M - masa jądra

m - masa neutronu

E₀ -- energia neutronu przed zderzeniem

Ponieważ średnia względna strat energii nie zmienia się, więc wygodnie jest stosować logarytm ze średniego stosunku energii cząstki przed i po zderzeniu:

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E_1} = \ln \frac{E_n}{E_{n+1}} \quad /15/$$

Wynika stąd, że energia neutronów po n zderzeniach będzie wynosiła /przy założeniu, że zderzenie zachodzi z jądrem tego samego rodzaju/:

$$E_n = E_0 e^{-n\xi} \quad /16/$$

Z obliczeń wynika, że:

$$\xi = 1 + \frac{M-m}{2Mm} \ln \frac{M-m}{M+m} \quad /17/$$

lub podstawiając m = 1 i M = A

$$\xi = 1 + \frac{A-1}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad /18/$$

Liczba zderzeń potrzebna do spowolnienia neutronu od energii E₀ do E_n wynosi:

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_n} \quad /19/$$

Dla ośrodka o zróżnicowanym składzie chemicznym /22/ np. gleby

$$n = \frac{n_H \sigma_{s,H} + \sum n_k \sigma_{s,k}}{n_H \sigma_{s,H} + \sum \xi n_k \sigma_{s,k}} \ln \frac{E_0}{E_n} \quad /20/$$

gdzie:

n_H - koncentracja wodoru

n_k - koncentracja k - tego pierwiastka w danym ośrodku

$\sigma_{s,H}$ - mikroskopowy przekrój czynny na rozproszenie wodoru

$\sigma_{s,k}$ - mikroskopowy przekrój czynny na rozproszenie k-tego pierwiastka.

W tabeli 2 przedstawiono średnią wartość liczby zderzeń n potrzebną do spowolnienia neutronu od energii 1 MeV do energii 0,04 eV czyli do energii neutronów termicznych.

Tabela 2. Średnia wartość liczby zderzeń n

Jądro	A	ξ	$n = \frac{17}{\xi}$
H	1	1	17
D	2	0,725	23,5
He	4	0,427	40
Be	9	0,209	81
C	12	0,158	108
O	16	0,119	143

Okazuje się przy tym, że wodór jest tutaj wyjątkiem i przy każdym zderzeniu zmniejsza swoją energię dwukrotnie, a nie tak jak to wynika z powyższych wzorów - e - krotnie.

Zdolność spowalniająca s danego ośrodka określona jest nie tylko przez ξ , ale również przez koncentrację jąder n_k :

$$s = \xi n_k \sigma_s = \frac{N_0 Q \xi \sigma_s}{A} \quad /21/$$

gdzie:

 σ_s - przekrój czynny neutronu na rozproszenie N_0 - liczba Avogadro

Do opisu zjawisk spowalniania neutronu wprowadza się poza tym jeszcze dwie wielkości: długość spowalniania L_f i średnią drogę swobodną λ . Długość spowalniania L_f jest to droga przemieszczenia neutronu, mierzona po prostej od źródła do punktu, gdzie staje się on neutronem termicznym /19/.

Średnia droga swobodna określana jest wzorem:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n_k \sigma} \quad /22/$$

Rozróżnia się:

średnią drogę ze względu na rozproszenie $\lambda_s = \frac{1}{\sqrt{2} n_k \sigma_s} \quad /22a/$

średnią drogę ze względu na absorpcję $\lambda_a = \frac{1}{\sqrt{2} n_k \sigma_a} \quad /22b/$

średnią drogę ze względu na transport $\lambda_{tr} = \frac{1}{\sqrt{2} n_k \sigma_s (1 - \overline{\cos \Theta})} \quad /22c/$

gdzie:

$\overline{\cos \Theta}$ - średnia wartość cosinusa kąta rozproszenia w układzie laboratoryjnym /15, 33/

$$\overline{\cos \Theta} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{A} \quad /23/$$

związek między L_f i λ określony jest wzorem /21/

$$L_f = \lambda_s \sqrt{\frac{n_k \sigma}{3}} \quad /24/$$

$\mathcal{L}$ - współczynnik zależy od masy atomowej A , określający anizotropię rozpraszającego ośrodka.

Rozchodzenie neutronów termicznych określone jest przez prawo dyfuzji

$$J = -D \operatorname{grad} N_k \quad /25/$$

gdzie:

J - natężenie strumienia neutronów termicznych

D - współczynnik dyfuzji

N_k - koncentracja neutronów

$$D = \frac{1}{3} \lambda_{tr} v \quad /26/$$

gdzie:

v - prędkość neutronu

POMIAR GĘSTOŚCI GLEB

P o m i a r g ę s t o ś c i g l e b
m e t o d ą t r a n s m i s j i p r o m i e n i o w a n i a

Jak wiadomo:

$$R = R_0 e^{-\frac{\mu'}{Q} d} \quad /27/$$

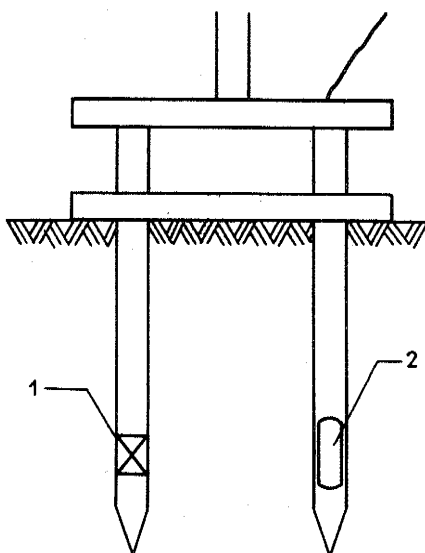
gdzie:

$\frac{\mu'}{Q} = \mu$ - masowy współczynnik absorpcji
 Q - gęstość objętościowa substancji

Prawo to odnosi się jedynie do promieniowania monochromatycznego, tzn. opisuje jakiemu osłabieniu ulegają cząstki promieniowania o ściśle określonej energii po przejściu warstwy o grubości x lub o gęstości powierzchniowej $d = Qx$. Można je również podać w postaci:

$$R = R_0 \exp(-\mu Q x) \quad /27'/$$

Prawo powyższe zostało wykorzystane w sondzie absorbcyjnej do określania gęstości gleb i gruntów /27/. Sonda składa się z dwóch rurek połączonych sztywno ze sobą. W jednej z nich znajduje się źródło promieniowania γ /1/ np. Cs 137, w drugiej licznik scyntylacyjny /2/ /ryc. 6/.



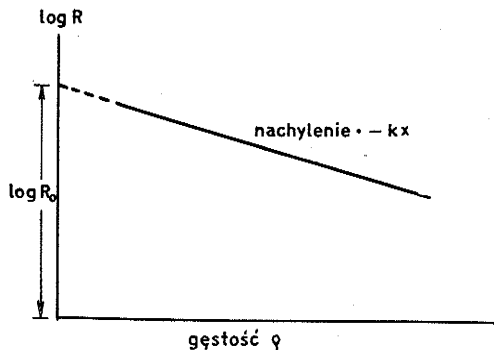
Ryc. 6

Konstrukcja sondy umożliwia wbijanie jej w glebę na żadaną głębokość. Sztywna konstrukcja zapewnia stałą odległość źródło - licznik. Jeśli założymy, że skład chemiczny gleby nie ulega zmianie wówczas natężenie rejestrowanego promieniowania będzie funkcją tylko ciężaru objętościowego;

$$R = f(\rho)$$

/28/

Aby określić ciężar objętościowy należy zmierzyć poprzednio masowy współczynnik absorpcji gleby bądź sporządzić krzywą kalibracyjną we współrzędnych $\ln R = f(\rho)$. Tangens kąta nachylenia prostej $\operatorname{tg} \alpha = -\mu x$ /ryc. 7/.



Ryc.7

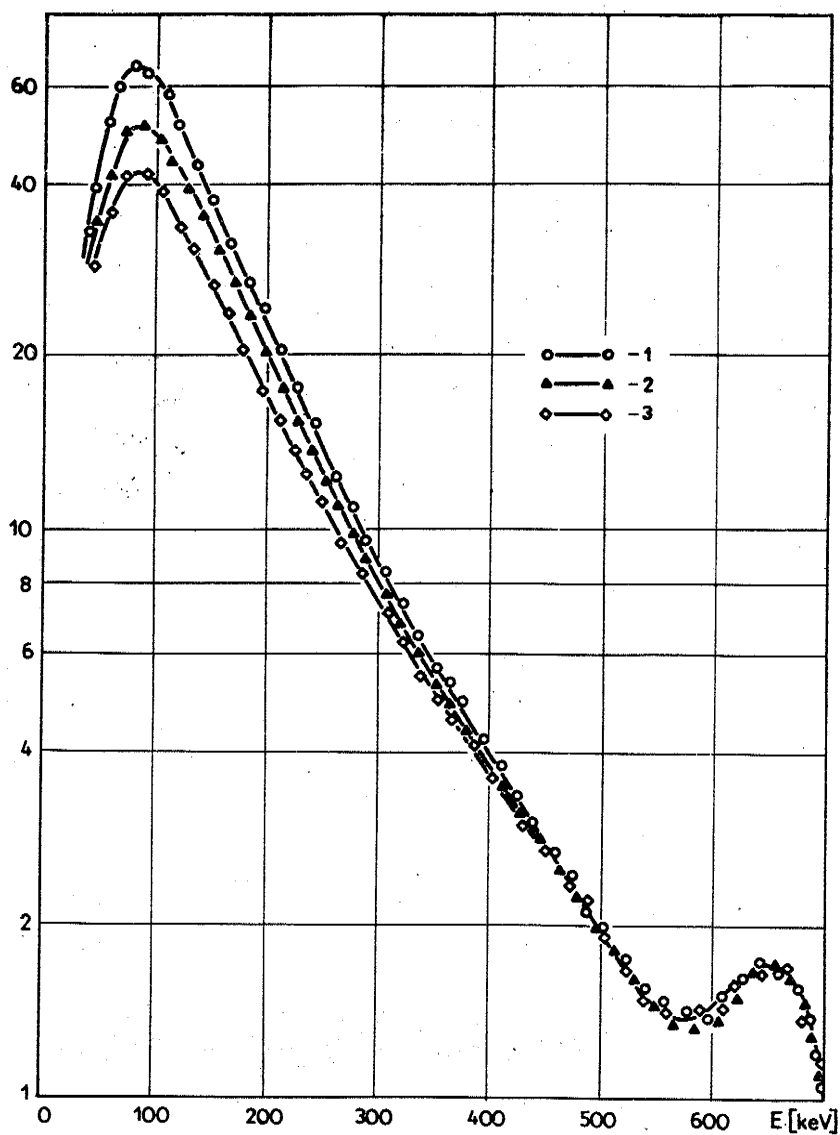
Pomiar gęstości gleby z wykorzystaniem promieniowania rozproszonego tzw. metodą $\gamma - \gamma$

O ile w metodzie transmisji mierzono natężenie promieniowania, które nie oddziaływało z ośrodkiem, o tyle w metodzie rozproszeniowej rejestruje się promieniowanie, które na ogół uległo wielokrotnemu rozproszeniu w swej "wędrówce" ze źródła do licznika. Widmo promieniowania ulega w wyniku rozproszenia znacznym zmianom. Ryc. 8 przedstawia widmo promieniowania powstałego wskutek rozproszenia w piasku /1/. Krzywa 1 odnosi się do geometrii stosowanej w podpowierzchniowych zestawach pomiarowych. W widmie tym daje się zauważyć linię odpowiadającą pierwotnej energii kwantów γ .

$E_\gamma = 0,662$ MeV. Spowodowane jest to brakiem filtra ołowego między źródłem a licznikiem G-M, jaki stosuje się w aparaturze przeznaczonej do badania gęstości gleb i gruntów. Filtr ten ma za zadanie absorpcję promieniowania nierozproszonego w badanym ośrodku.

Podstawy fizyczne metody.

Sonda podpowierzchniowa zbudowana jest z metalowego cylindra /5/ stanowiącego konstrukcję nośną i osłonę mechaniczną źródła /4/, licznika G-M /2/ i układu elektronicznego umieszczonego wewnątrz /1/ oraz filtra /3/ /ryc. 9/.

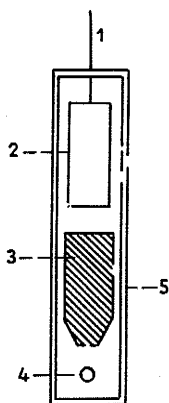


Ryc. 8

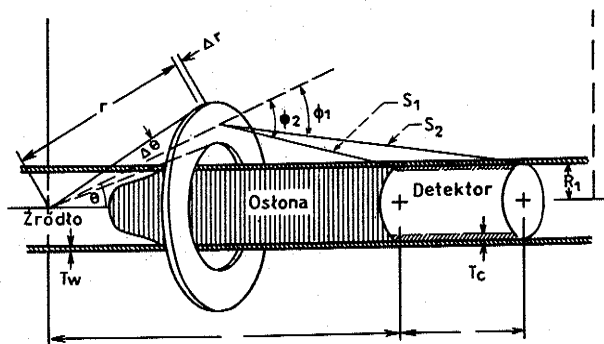
Licznik oddzielony jest od źródła ekranem ołowiowym, który całkowicie powinien absorbować promieniowanie emitowane w kierunku licznika.

Analiza mechanizmu rozpraszania i detekcji kwantu γ w ośrodku została szczegółowo rozpracowana przez wielu autorów, z których należy wymienić Jemielianowa, Taylora i Kansarę oraz Ballarda i Gardniera /3, 21, 32/.

Analiza przeprowadzona przez Ballarda i Gardniera polega na sumowaniu prawdopodobieństwa rejestracji kwantów, ulegających na drodze źródło - detektor, rozproszeniu /ryc. 10/.



Ryc. 9



Ryc. 10

Prawdopodobieństwo detekcji określane będzie przez iloczyn czterech prawdopodobieństw: P_1 , P_2 , P_3 i P_4 .

P_1 - prawdopodobieństwo dotarcia fotonu γ do punktu ośrodka rozpraszającego, określonego przez współrzędne punktu rozproszenia $/r, \theta /$

$$R = \frac{\sin \theta d\theta}{2} \exp \left(-\frac{\mu_{wo} Q T_w}{\sin \theta} \right) \exp \left[-\mu_{so} Q_s \left(\frac{r - R_1}{\sin \theta} \right) \right] \quad /29/$$

μ_{wo} - współczynnik pochłaniania, promieniowania o energii pierwotnej, ścianek sondy

μ_{so} - współczynnik pochłaniania promieniowania o energii pierwotnej w glebie

Q - gęstość ścianek sondy

Q_s - gęstość objętościowa gleby

μ_{wo} - dla konkretnej sondy należy jedynie raz wyznaczyć i w dalszych pomiarach pozostaje stały.

Pozostałe symbole objaśnia ryc. 10.

Znacznie bardziej jest skomplikowane określanie μ_{so} ze względu na zróżnicowany skład chemiczny gleby

$$\mu_{so} = \sum_{i=1}^k W_i \mu_{io} \quad /30/$$

W_i - koncentracja wagowa i-tego elementu w materiale gruntowym

μ_{io} - współczynnik pochłaniania promieniowania o energii równej początkowej przez i-ty element gleby

k - liczba elementów wchodzących w skład gleby

P_2 - prawdopodobieństwo rozproszenia tego kwantu z punktu rozproszenia $/r, \theta /$ w kąt bryłowy, określony przez kąty Φ_1 i Φ_2

$$P_2 = \left[\int_0^{\Phi_1} \left(\frac{d\sigma_e}{d\Phi} \right) d\Phi - \int_0^{\Phi_2} \left(\frac{d\sigma_e}{d\Phi} \right) d\Phi \right] Q_s N_0 \sum_{i=1}^i W_i \frac{Z_i}{A_i} \quad /31/$$

Jak widać wartość P_2 określana jest przez prawdopodobieństwo

rozproszenie kwantu $\left[\int_0^{\tilde{\theta}_1} \left(\frac{dG_e}{d\tilde{\theta}} \right) d\tilde{\theta} - \int_0^{\tilde{\theta}_2} \left(\frac{dG_e}{d\tilde{\theta}} \right) d\tilde{\theta} \right]$ w kąt $\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1$

gdzie:

- $\frac{dG_e}{d\tilde{\theta}}$ = różniczkowe prawdopodobieństwo rozproszenia Comptona fotonu przez elektron do wnętrza nieskończenie małego kąta bryłowego $d\tilde{\theta}$ oraz
- N_0 - liczba Avogadro = $6,02 \times 10^{23}$
- Z_1 - liczba atomowa i-tego elementu
- A_1 - masa atomowa i-tego elementu
- Q_s - gęstość objętościowa gleby
- P_3 - prawdopodobieństwo dotarcia kwantu, który uległ rozproszeniu z punktu rozproszenia $/r, \theta/$ w kierunku $\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1$ do detektora:

$$P_3 = \left(\frac{R_1}{\pi S \sin \theta} \right) \exp(-\mu_{s1} Q_s) \exp\left(-\frac{\mu_{w1} Q_w T_c}{\cos(\frac{\pi}{2} + \theta - \tilde{\theta})}\right) \quad /32/$$

gdzie:

- T_c - grubość ścianki sondy
- μ_{s1} - współczynnik absorpcji rozproszonego promieniowania w materiale gruntowym
- μ_{w1} - współczynnik absorpcji rozproszonego promieniowania w ściankach sondy

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos \tilde{\theta}) h\nu / m_e c^2} \quad /33/$$

P_3 określa prawdopodobieństwo uniknięcia absorpcji w glebie i ściankach sond promieniowania rozproszonego.

P_4 - prawdopodobieństwo detekcji kwantu, który dotarł do objętości czynnej detektora.

P_4 określone jest przez wydajność licznika jako funkcji energii kwantów γ . Należy pamiętać, że każdemu kierunkowi, z którego dociera do licznika promieniowanie, odpowiada inna energia. Prawdopodobieństwo całkowite będzie więc iloczynem prawdopodobieństw cząstkowych

$$P(r, \theta) dr d\theta = P_1 P_2 P_3 P_4 \quad /34/$$

Liczba zliczeń, jaka zostanie zarejestrowana przez sondę w jednostce czasu R, będzie określona przez:

$$R = 2 R_0 \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} P(r, \theta) dr d\theta \quad /35/$$

R_0 - wydajność źródła wyrażona w rozpadach na sekundę

Teoria Ballarda i Gardnera jest teorią uproszczoną, gdyż zakłada, że kwant ulega pojedynczemu rozproszeniu. Ponieważ kwant y w rzeczywistości rozpraszany jest wielokrotnie, więc należałoby ten fakt w jakiś sposób uwzględnić. Teoretyczna analiza kolejnych rozprośnień jest niezmiernie skomplikowana, więc często stosuje się czynnik uwzględniający wielokrotne rozproszenia tzw. współczynnik wzrostu /build-up factor/ B:

$$B = 1 + a (\mu x)^b \quad /36/$$

a i b - stałe dla danego źródła i geometrii układu.

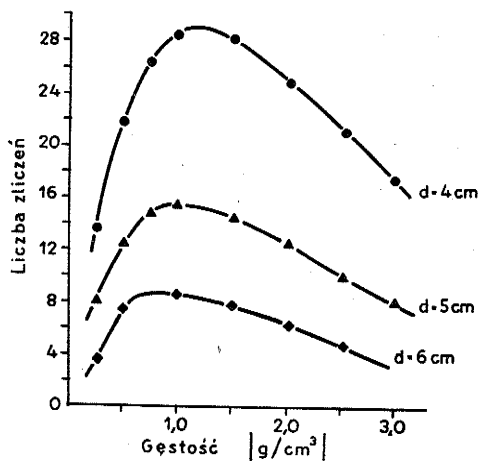
Analityczna postać wyrażenia na R jako funkcji gęstości wygląda następująco /21/

$$R = K e^{\frac{1}{2}} e^{-Q \cdot h_1} \quad /37/$$

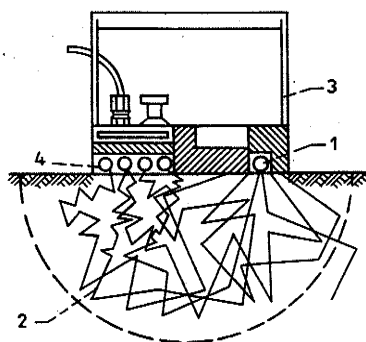
k i h_1 - stałe dla danej energii kwantów emitowanych ze źródła oraz dla stałej odległości źródło-licznik /ryc. 11/.

W rzeczywistości nie spotyka się gleb o ciężarze objętościowym mniejszym niż $1g/cm^3$. W związku z tym w praktyce wykorzystuje się opadającą część krzywej.

Do pomiaru gęstości wierzchniej warstwy gleby służy sonda powierzchniowa /25/ - ryc. 12. Kwanty y wysyłane ze źródła /1/ ulegają rozproszeniu /2/ w glebie. Niektóre z nich docierają do układu liczników G-M /4/ tworząc w układzie elektronicznym /3/ impulsy napięciowe.



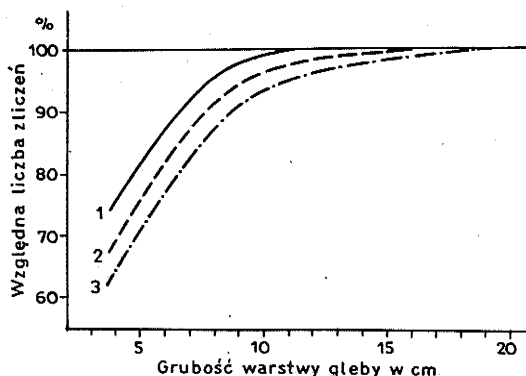
Ryc. 11



Ryc. 12

Kwanty γ docierające do układu liczników G-M dostarczają informacji o gęstości gleby o miąższości kilkunastu centymetrów, określającej zasięg pomiarowy sondy.

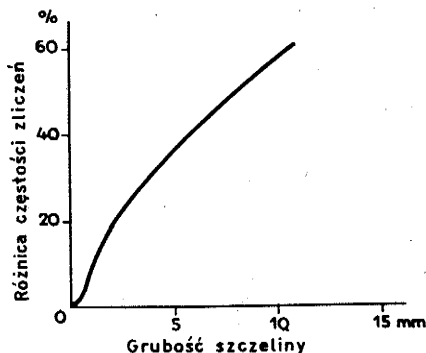
Wg Czubka /11/ przez zasięg procentowy sondy powierzchniowej należy rozumieć grubość warstwy, z której dochodzi określony procent promieniowania w stosunku do tego samego ośrodka o nieskończonej grubości /ryc. 13/.



Ryc. 13

Z rysunku tego wynika, że grubość warstwy gleby odpowiadającej ośrodkowi o wymiarach nieskończenie dużych $R_2 = \infty$ dla gliny o $\rho = 2,08 \text{ g/cm}^3$ wynosi około 11 cm, ale dla piasku z trocinami o $\rho = 1,20 \text{ g/cm}^3$ - $R_2 = 19 \text{ cm}$. W zasadzie więc sonda "dostrzega" warstwę gleby o stałym ciężarze powierzchniowym, dla sondy GP-64 użytej przez Baranowskiego, wynoszącym około $23\text{--}24 \text{ g/cm}^2$. Przy pomiarach sondą tego typu należy zwrócić uwagę, aby powierzchnia sondy ściśle przylegała do powierzchni gleby. Pomiar przeprowadzone przez Baranowskiego /6/ wykazują, że grubość szczeliny między sondą i powierzchnią gleby wynosząca około 10 mm wprowadza błąd 40% /ryc. 14/. Dokładność określania gęstości objętościowej sondą w stosunku do metody cylinderkowej wynosi kilka procent.

Z pomiarów Jemielianowa /21/ przeprowadzonych sondą PGP-1 wynika, że 43% pomiarów wykazuje odchylenie mniejsze, od 0,02



Ryc. 14

g/cm^3 , 47% od $0,021 - 0,06 \text{ g/cm}^3$, a 10% - $0,061 - 0,10 \text{ g/cm}^3$. Wg Philipsa i Jansena, Kirhama /29/ pomiary metodą radiometryczną w porównaniu z suszarkową skracają trzykrotnie czas pomiaru, nie uwzględniając czasu potrzebnego na ważenie i suszenie. Wg Baranowskiego i Pabina /4/ różnice w oznaczaniu gęstości objętościowej metodą cylinderkową i radiometryczną wynoszą około $0,05 \text{ g/cm}^3$, czyli 3%.

Sonda powierzchniowa $\gamma - \gamma$ nie eliminuje wpływu wody glebowej. Należy więc zdawać sobie sprawę przeprowadzając pomiary, że sonda rejestruje sumaryczną gęstość suchej gleby wraz z wodą w niej zawartą. Wpływ wody można wyeliminować stosując łącznie sondę powierzchniową gęstościową i wilgotnościową. W Polsce produkuje się sondy powierzchniowe:

gęstościowe GP - 64

wilgotnościowe WP - 64

W p ł y w s k ł a d u c h e m i c z n e g o o ś r o d k a
n a d o k ł a d n o ś ć p o m i a r u s o n d y
g ę s t o ś c i o w e j

Licznik sondy powierzchniowej i podpowierzchniowej rejestruje promieniowanie rozproszone, a więc promieniowanie o zmniejszonej energii w stosunku do promieniowania pierwotnego. W miarę

zmniejszenia energii kwantu rośnie $\frac{\mu_f}{\mu_c}$, tzn. bardziej prawdopodobna staje się absorpcja w wyniku efektu fotoelektrycznego niż efektu Comptona. Skład chemiczny ośrodka składającego się z wielu pierwiastków określa się wprowadzając

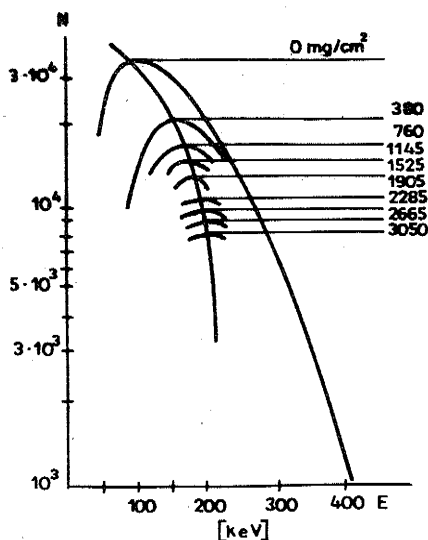
$$Z_{ef} = \sqrt[5.5]{\frac{\sum W_i \frac{Z_i^{4,5}}{A_i}}{\sum W_i \frac{Z_i}{A_i}}}$$

Ponieważ $\mu_f \sim Z^5$, a $\mu_c \sim Z/8$ więc zmiany liczby rejestrowanych wyników bardzo silnie zależą od składu chemicznego ośrodka. Aby uniezależnić się od składu chemicznego ośrodka stosuje się bądź dyskryminację impulsów, co z kolei pociąga za sobą konieczność stosowania liczników proporcjonalnych, bądź filtry. W obu przypadkach chodzi o obcięcie niskoenergetycznej części promieniowania powstałego w wyniku rozproszenia.

Charbuciński /10/ stwierdził, że stosując odpowiednie filtry można przesunąć maximum natężenia w widmie promieniowania rozproszonego w stronę wysokich energii. Poniżej omówione zostaną wyniki otrzymane w jego pracy.

Filtr winien charakteryzować się następującymi cechami: maksymalnym przesunięciem energii widma, odpowiadającej maximum natężenia, w stronę wysokich energii; małym współczynnikiem transmisji dla kwantów o $E_\gamma < 150$ keV i dużym współczynnikiem transmisji dla wysokich energii /ryc. 15/.

Badano rozproszenie promieniowania Cs-137 w wodzie. Stwierdzono, że wzrost grubości filtra ołowiowego powoduje przesunięcie maksimum widma w stronę dużych energii przy jednoczesnym osłabieniu natężenia. Z tabeli 3 i z wykresu na ryc. 15 wynika, że przesunięcie maksimum widma ze 100 do 200 keV powoduje osłabienie trzykrotne natężenia promieniowania docierającego do licznika.



Ryc. 15

Tabela 3. Przesunięcie maximum widma w zależności od gęstości powierzchniowej absorbenta i długości sondy

gest. powie- rzech. absorbenta [mg/cm^2]	długość sondy [cm]	12	19	30	55
	energia odpowiadająca max. natężenia /keV/				
0		97	73	69	66
160		159	146	135	135
430		205	176	159	152
1625		222	204	173	159

W pracy stwierdzono, że optymalnie filtr składa się z trzech warstw:

Pb	-	430 mg/cm ²
Cu	-	350 mg/cm ²
Cd	-	760 mg/cm ²

Porównanie wyników pomiaru gęstości wykonanych bez filtru i z filtrem optymalnym dla Cs-137 pozwala stwierdzić zmniejszenie błędów z 5,3 % do 1,5 %.

Prawdopodobieństwo rozproszenia kwantu zależy od stosunku $\frac{Z}{A}$ rozpraszającego środowiska /wzór 31/. Dla większości pierwiastków wartość $\frac{Z}{A} = 0,5$. Jedynie dla wodoru wartość ta różni się znacznie i wynosi 1. Głównym źródłem wodoru w glebie jest wodór znajdujący się w cząsteczkach wody. Wprowadza się efektywną wartość $\frac{Z}{A}$ ef dla wody $Z = 10$, $A = 18$ /wynosi ona około 0,55. Woda znajdująca się w glebie wpływa na efektywną wartość $\frac{Z}{A}$ gleby jako całości /tab. 4/.

Tabela 4. Wpływ wilgotności na efektywną wartość $\frac{Z}{A}$

Zawartość wilgoci %	$\frac{Z}{A}$ ef
10	0,5056
20	0,5112
30	0,5168
40	0,5220
50	0,5280

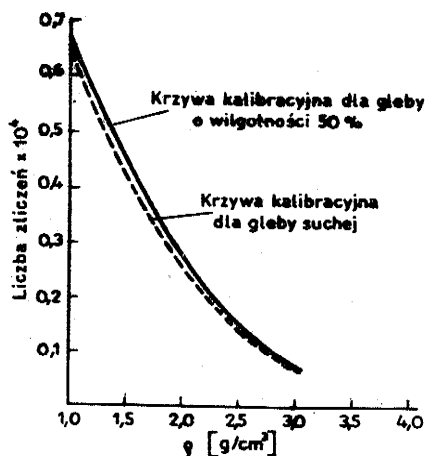
Taylor i Kansara /32/ wpływ wilgotności na krzywą kalibracyjną przedstawiają na rys. 16.

Praktycznie wpływ wilgotności przy pomiarze gęstości uwzględnia się /19/ przy pomocy wzoru:

$$Q = Q^* - 0,11 W_0$$

/38/

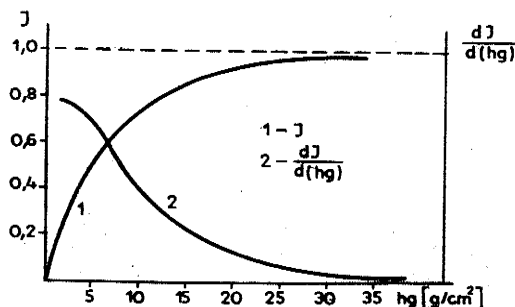
Q^* - wartość gęstości otrzymana z krzywej kalibracyjnej
 W_0 - wilgotność objętościowa gleby w procentach.



Ryc. 16

Wpływ niejednorodności gleby.

Sondy yy nie mierzą średniej gęstości ośrodka w warstwie skąd pochodzi np. 90 % rejestrowanych kwantów /11/.



Ryc. 17

Krzywa 1/ryc. 17/ pokazuje, jak zależy rejestrowane natężenie od gęstości powierzchniowej gleby. Krzywa 2 jest krzywą różniczkową krzywej 1. Pokazuje ona jak czuła jest sonda na zmiany gęstości powierzchniowej. Krzywa ta jest funkcją malejącą, szczególnie w początkowym zakresie gęstości. To znaczy, że decydujący wpływ na wskazania sondy mają warstwy położone najbliżej sondy.

Wynika stąd ważna wskazówka praktyczna, aby w trakcie wbi-
jania rur stanowiących osłonę sondy, uważać na powstające w war-
stwie graniczącej z nią sztuczne zagęszczenia, które wprowadzają
poważny błąd do wyników pomiarów.

POMIAR WILGOTNOŚCI GLEB

Do pomiarów wilgotności gleby wykorzystuje się promienio-
wanie γ i ostatnio znacznie częściej - promieniowanie neutronowe.

P o m i a r w i l g o t n o ś c i m e t o d ą t r a n s m i s j i

Metoda ta wykorzystuje osłabienie wiązki monoenergetycznego
promieniowania γ przechodzącego przez ośrodek zgodnie ze wzorem:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\mu x \quad /39/$$

μ - masowy współczynnik absorpcji

W przypadku wiązki przechodzącej przez glebę prawo absorpcji
przyjmuje postać

$$\ln \frac{N}{N_0} = -(l_g \gamma_g \mu_g + l_g \mu_g Q \theta + l_k Q_k \mu_k) \quad /40/$$

gdzie:

- $\frac{N}{N_0}$ - stosunek zliczeń z absorbentem i bez absorbenta
przy niezmiennionej geometrii układu
- l_g - grubość warstwy gleby
- γ_g - gęstość objętościowa gleby
- μ_g - masowy współczynnik absorpcji szkieletu gleby
- μ_w - masowy współczynnik absorpcji wody
- θ - wilgotność
- $\frac{l_k}{2}$ - grubość ścianek kolumny, w której znajduje się
gleba

μ_k - masowy współczynnik absorpcji ścianek kolumny

Ponieważ w trakcie doświadczenia wszystkie elementy, poza wilgotnością gleby θ i gęstością objętościową gleby γ_g , łatwo zachować stałymi, więc można napisać:

$$\ln \frac{N}{N_0} = f(\theta, \gamma_g)$$

Znaczy to, że liczba rejestrowanych zliczeń jest funkcją wilgotności θ i gęstości objętościowej gleby γ_g .

Należy rozpatrzyć dwa przypadki:

Przypadek 1: $\gamma_g = \text{constans}$, wzdłuż osi kolumny i w czasie doświadczenia. Gdy gleba jest sucha - prawo absorpcji wygląda następująco:

$$\ln \frac{N_s}{N_0} = - (l_g \gamma_g \mu_g + l_k Q_k \mu_k) \quad /41/$$

N_s - liczba zliczeń dla gleby suchej

dla gleby uwilgotnionej:

$$\ln \frac{N_s}{N_w} = - (l_g \gamma_g \mu_g + l_g Q_w \mu_w \theta + l_k Q_k \mu_k) \quad /42/$$

Odejmując stronami powyższe równania otrzymujemy:

$$\ln \frac{N_s}{N_w} = l_g Q_w \mu_w \theta \quad /43/$$

z czego wynika

$$\theta = \frac{1}{l_g Q_w \mu_w} \ln \frac{N_s}{N_w} \quad /44/$$

Ze wzoru /43/ wynika, że określanie wilgotności wymaga znajomości stosunku $\frac{N_s}{N_w}$, natomiast wartość Q i μ_w otrzymujemy z tablic.

Przypadek 2: $\gamma_g \neq \text{constans}$

Równania absorpcji dla pustej kolumny można zapisać w postaci:

$$\ln \frac{N_k}{N_o} = Q_k \mu_k l_k \quad /45/$$

a dla pełnej, uwilgotnionej kolumny:

$$\ln \frac{N_w}{N_o} = -(l_g \gamma_g \mu_g + l_g Q_w \mu_w \theta + l_k Q_k \mu_k) \quad /46/$$

Dodając stronami oba równania do siebie można wyliczyć:

$$\theta = \frac{1}{l_g Q_w \mu_w} \left(\ln \frac{N_k}{N_w} + l_g \gamma_g \mu_g \right) \quad /47/$$

Wykorzystując powyższy wzór można badać wilgotność w glebach osiadających lub pęczniejących.

Originalną metodę jednoczesnego pomiaru gęstości objętościowej γ_g i wilgotności podała Karoboczkin /cyt. za 16/. Metoda ta wymaga stosowania dwóch źródeł promieniowania γ lub źródła γ i neutronowego.

Równanie absorpcji zapisane dla każdego źródła z osobna da układ niezależnych równań, z których można wyliczyć θ, γ_g

$$\gamma_g = \frac{\frac{\mu_{wa}}{\mu_{wb}} \ln \frac{N_b}{N_{ob}} - \ln \frac{N_a}{N_{oa}} + l_k Q_k \left(\frac{\mu_{kb} \mu_{wa}}{\mu_{wb}} - \mu_{ka} \right)}{l_g \left(\mu_{ga} - \frac{\mu_{gb} \mu_{wa}}{\mu_{wb}} \right)} \quad /48/$$

indeksy a i b odnoszą się odpowiednio do jednego i drugiego źródła. Ze wzoru /47/ widać, że do obliczania gęstości objętościowej γ_g potrzebna jest, oprócz N_{oa}, N_{ob}, N_a, N_b również znajomość $\mu_{kb}, \mu_{ka}, \mu_{ga}, \mu_{gb}$. Wielkości te należy określić innymi metodami lub wykorzystać dane tabelaryczne. Metoda Karoboczkina nadaje się do śledzenia procesów pęcznienia i osiadania gleb w warunkach laboratoryjnych.

Przy projektowaniu doświadczeń z promieniowaniem γ , wykorzystujących metodę transmisji, istotnym problemem jest określenie optymalnej grubości kolumny pomiarowej. Zbyt mała grubość uniemożliwia rejestrację zmian natężenia zliczeń, zbyt duża powoduje nadmierne osłabienie wiązki.

Optymalna grubość kolumny /13, 16/ określona jest przez

$$S = \frac{2}{\mu_g \gamma_g + \mu_w \theta_{e_w}} \quad /49/$$

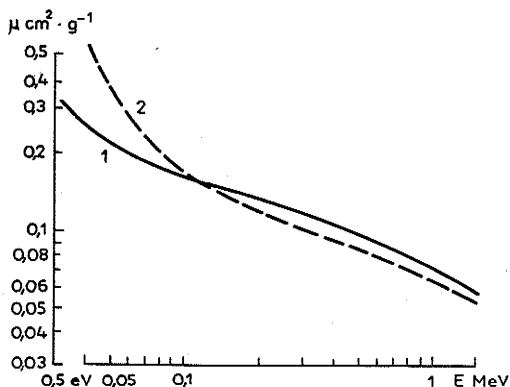
gdzie:

μ_g - masowy współczynnik absorpcji gleby

μ_w - masowy współczynnik absorpcji wody

Ponieważ μ_g i μ_w są funkcjami energii kwantów γ , więc określając grubość kolumny, należy brać pod uwagę rodzaj źródła z jakim będą wykonywane doświadczenia.

Źródła użyte w tej metodzie, a właściwie promieniowanie przez nie emitowane, winny charakteryzować się dużą różnicą masowych współczynników absorpcji dla wody i gleby.



Ryc. 18

Z rys. 18 wynika, że dobrze do tych celów nadaje się kombinacja źródeł Cs-137 o $E_\gamma = 662 \text{ KeV}$ i Am-241 o $E_\gamma = 60 \text{ KeV}$.

M e t o d a n e u t r o n o w a

Zasada tej metody opiera się na zależności jaka występuje między gęstością wodoru zawartego w glebie a gęstością neutronów termicznych w pobliżu detektora.

Neutrony prędkie emitowane ze źródła, spowalniane są w wyniku zderzeń sprężystych z jądrami pierwiastków tworzących glebę. Najefektywniej neutrony spowalniane są w wyniku zderzeń z jądrami wodoru.

Elementy teorii rozchodzenia się neutronów w ośrodku.

Matematyczne ujęcie ruchu neutronów w glebie jest zagadnieniem bardzo skomplikowanym. Na ogół wszystkie próby zmierzające do rozwiązania tego problemu posługują się równaniami dyfuzji. Ponieważ w trakcie spowalniania energia neutronu ulega ciągłemu zmniejszaniu, więc teoria dyfuzji wymaga pewnych modyfikacji. Na ogół większość autorów /9, 15/ rozwiązuje tę trudność dzieląc przedział energii neutronu od energii maksymalnej, odpowiadającej energii neutronu bezpośrednio po emisji ze źródła, do energii neutronów termicznych, na pewną ilość grup. Wyjątkiem jest teoria "wieku" Fermiego, która zakłada, że neutrony zmieniają swoje energie w sposób ciągły. Teoria ta nie może być jednak zastosowana do określania wilgotności, gdyż w zderzeniach z jądrem wodoru możliwa jest strata całej energii neutronu, co stoi w jaskrawej sprzeczności z założeniem teorii Fermiego.

Celem wszystkich teorii jest określenie gęstości strumienia neutronów termicznych w funkcji wilgotności.

Do opisu zjawiska spowalniania neutronów prędkich dobrze stosuje się dwugrupowa teoria dyfuzji opracowana przez Semmlera /31/. Teoria ta zakłada podział strumienia neutronów na dwie grupy energetyczne: epitermiczną i termiczną. W skład grupy epitermicznej wchodzi wszystkie neutrony o energii większej od energii neutronów termicznych. Zakładając, że źródło neutronów jest źród-

tem punktowym, a ośrodek - nieskończonym jednorodnym, dyfuzję neutronów epitermicznych można opisać równaniem:

$$D_1 \left(\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial r^2} + \frac{2\partial \Phi_1}{r \partial r} \right) = \Delta_1 \Phi_1 \quad /50/$$

gdzie:

D_1 - współczynnik dyfuzji dla neutronów epitermicznych w danym ośrodku

r - odległość od źródła

Δ_1 - zdolność spowalniania neutronów epitermicznych w ośrodku

Φ_1 - strumień neutronów epitermicznych

Rozwiązanie równania 49 można przedstawić w postaci:

$$\Phi_1 = \frac{A_n}{4\pi r \Delta_1 L_1^2} \exp \left(-\frac{r}{L_1} \right) \quad /51/$$

gdzie:

A_n - wydajność źródła w neutronach na sek.

$$L_1 = \sqrt{\frac{D_1}{\Delta_1}} \quad /52/$$

L_1 - długość dyfuzji /jest to droga jaką przebywa neutron epitermiczny do chwili opuszczenia pierwszej grupy energetycznej/.

Równanie powyższe zostało wyprowadzone przy założeniu braku absorpcji neutronów epitermicznych.

Równanie dyfuzji neutronów termicznych zapisane przy założeniu, że jedynym źródłem neutronów termicznych są spowalniane neutrony epitermiczne, ma postać:

$$D_2 \left(\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial r^2} + \frac{2\partial \Phi_2}{r \partial r} \right) = \Delta_2 \Phi_2 - \Delta_1 \Phi_1 \quad /53/$$

gdzie:

D_2 - współczynnik dyfuzji neutronów termicznych

β_2 - zdolność spowalniania neutronów termicznych.

Rozwiązanie powyższego równania można przedstawić w postaci:

$$\Phi_2 = \frac{A_n \left(e^{-\frac{r}{L_1}} - e^{-\frac{r}{L_2}} \right)}{4\pi r \sum_a (L_1^2 - L_2^2)} \quad /54/$$

gdzie:

$\sum_a$ - makroskopowy przekrój czynny na absorbcję neutronów termicznych

Dla gleby $\sum_a$ można zapisać w postaci:

$$\sum_a = \sum_{i=1}^n N_{v,i} \sigma_{a,i} \quad /55/$$

gdzie:

$N_{v,i}$ - liczba atomów i-tego pierwiastka w 1 cm³ materiału otaczającego

$\sigma_{a,i}$ - mikroskopowy przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych przez i-ty pierwiastek

n - liczba pierwiastków wchodzących w skład ośrodka.

$$N_{v,i} = 6,02 \cdot 10^{23} \omega_i \rho / A_i \quad /56/$$

gdzie:

ω_i - stężenie wagowe i-tego pierwiastka

ρ - gęstość ośrodka

A_i - masa atomowa i-tego pierwiastka

Po podstawieniu /55/ w /54/ otrzymujemy:

$$\sum_a = 6,02 \cdot 10^{23} \rho \sum_{i=1}^n \frac{\omega_i \sigma_{a,i}}{A_i} \quad /57/$$

czyli zależność między makroskopowym przekrojem czynnym na absorbcję neutronów termicznych a składem chemicznym środowiska. Chcąc wyrazić L_1 i L_2 w zależności od składu chemicznego, posługujemy się przybliżonym wzorem:

$$L_2 = \left[\frac{1}{3 \sum_a \sum_{tr,2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad /58/$$

$\Sigma_{tr,2}$ - makroskopowy przekrój na transport neutronów termicznych.

Po przekształceniu otrzymujemy:

$$L_2 = \frac{0,96 \cdot 10^{-24}}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{\omega_i \sigma_{a,i}}{A_i} \sum_{i=1}^n \frac{\omega_i \sigma_{tr,2,i}}{A_i} \right)^{\frac{1}{2}}} Q \quad /59/$$

Przekształcony wzór /51/ otrzymuje postać:

$$L_1^2 = \frac{458 \cdot 10^{-48}}{\sum_i \frac{\omega_i \xi_i \sigma_{a,i}}{A_i} \sum_i \frac{\omega_i \sigma_{tr,a,i}}{A_i}} + \frac{12,8 \cdot 10^{-48}}{\sum_i \frac{\omega_i \xi_i \sigma_{s,b,i}}{A_i}} \quad /60/$$

gdzie:

- ξ_i - średni logarytm strat energii dla i-tego pierwiastka
 $\sigma_{tr,b}$ - mikroskopowy przekrój czynny na transport neutronów epitermicznych

Ostatecznie:

$$\Phi_2(r) = \frac{A_n}{4\pi r \Sigma_a(L_1^2 - L_2^2)} \left[\frac{e^{\left(\frac{R_m - r}{L_1}\right)}}{1 + \frac{R_m}{L_1}} - \frac{e^{\left(\frac{R_m - r}{L_2}\right)}}{1 + \frac{R_m}{L_2}} \right] \quad /61/$$

gdzie:

Σ_a , L_1 i L_2 określone są wzorami /56/, /58/, /59/; - R_m jest promieniem sfery wokół źródła, wolnej od neutronów, wynikającym z warunków brzegowych.

Z przytoczonej tabeli widać, że największy wpływ na strumień neutronów termicznych będą miały oprócz H_2O i H, również: Cl, Mn, Co, Fe, B.

Wpływ gęstości i składu chemicznego gleby
na krzywą kalibracji

Z przedstawionej teorii wynika, że na wartość strumienia neutronów termicznych będzie miała wpływ również gęstość gleby, która w warunkach polowych może ulegać zmianom w dosyć szerokich granicach.

Wg Olgaarda /28/ wzrostowi ciężaru objętościowego gleby o $0,1 \text{ g/cm}^3$ odpowiada błąd wynoszący około 1 % wilgotności objętościowej.

Tabela 5. Stosunek ($\xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a}$) dla pierwiastków powszechnie spotykanych w glebie /16/

Moderator	Masa atomowa /cząsteczka/	ξ	n	σ_s	σ_a	$\xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a}$
H ₂ O	18	0,93	-	49	0,66	70
D ₂ O	20	0,51	-	10,5	0,0026	21,000
H	1	1	18	38	0,33	115
Li	7	0,261	69	1,4	71	5×10^{-3}
Be	9	0,207	87	7	0,01	145
B	11	0,171	105	4	755	9×10^{-4}
C	12	0,158	114	4,8	0,003	253
N	14	0,136	132	10	1,88	0,72
O	16	0,120	150	4,2	2×10^{-4}	2,520
Na	23	0,0845	213	4,0	0,505	0,67
Mg	24	0,0811	222	3,6	0,063	4,6
Al	27	0,0723	249	1,4	0,23	0,44
Si	28	0,0698	258	1,7	0,16	0,74
P	31	0,0632	285	5	0,20	1,58
S	32	0,0612	294	1,1	0,52	0,13
Cl	35,5	0,0554	325	16	33,6	0,026
K	39	0,0504	357	1,5	2,1	0,04
Ca	40	0,0492	366	-	0,44	-
Sc	45	0,0438	411	24	24	0,04
Ti	48	0,0411	438	4	5,8	0,03
Cr	52	0,0380	474	3	3,1	0,04
Mn	55	0,0359	501	2,3	13,2	0,006
Fe	56	0,0353	510	11	2,5	0,15
Co	59	0,0335	537	7	37	0,006

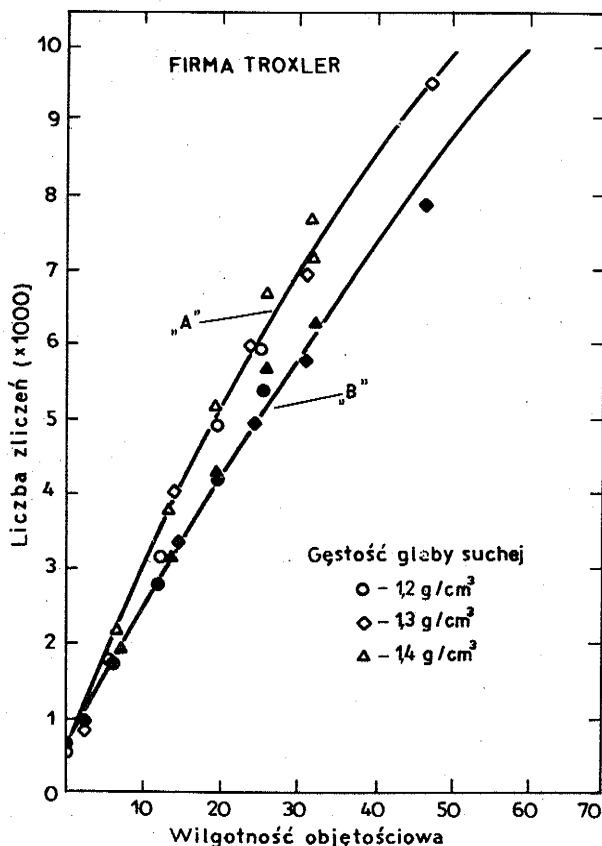
Wg Baranowskiego /5/ proporcja ta zależy od rodzaju gleby i stąd zmianie gęstości gleby o $0,1 \text{ g/cm}^3$ pociąga za sobą błędy

pomiaru wilgotności wynoszące:

dla piasku luźnego 0,5 %

dla gleby murszowej 1,1 %

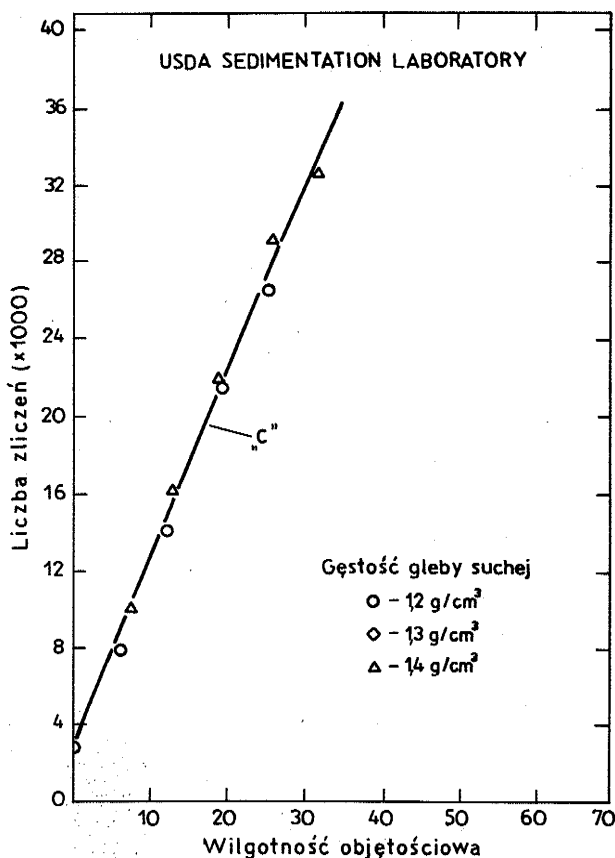
Wyniki Baranowskiego odnoszą się do polskiej aparatury WP-64. Dla sond amerykańskich interesującego zestawienia dokonał J. R. Mc Henry i A. C. Gill /17/. Przebadano 5 sond firmy Troxler 102 i 104 End Placement /USOA Sed., Lao/, Nuclear Chicago P-19 No 175, P-19 No 238, P-20. /ryc. 19, 20, 21/



Ryc. 19

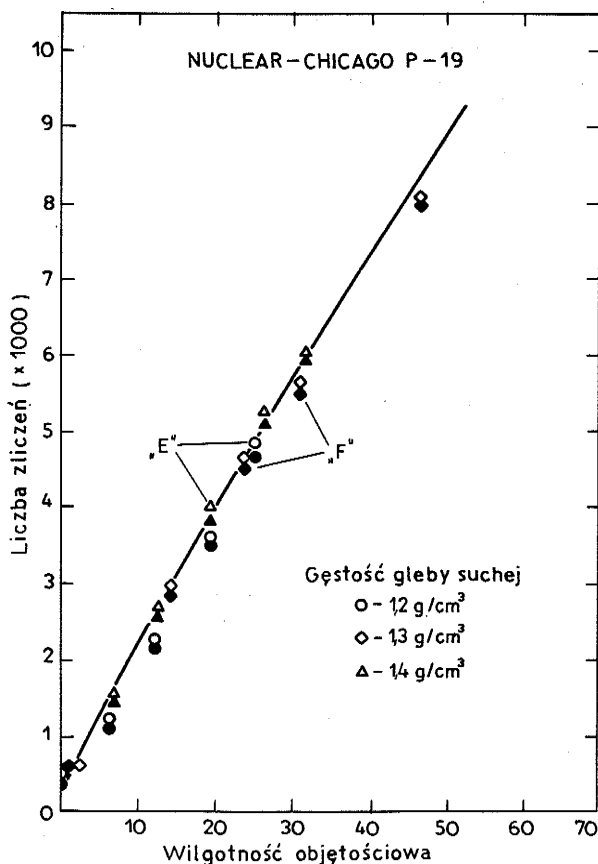
Stwierdzono, że w zakresie gęstości $1,2-1,4 \text{ g/cm}^3$ gleby suchej brak wyżej wspomnianych błędów. Ciekawe pomiary przeprowadzono badając wpływ składu chemicznego na wskazania sondy.

Ponieważ spośród pierwiastków, które posiadają znaczny przekrój czynny i występują w glebie, największy przekrój czynny na absorbcję σ_a ma bor, więc bardzo szczegółowo przebadano wpływ tego pierwiastka na strumień neutronów termicznych docierających do detektora /22, 23, 24/.



Ryc. 20

Z wykresów wynika, że bor wywiera bardzo duży wpływ na krzywą kalibracji. Najmniejsze zmiany dają się zauważyć w sondzie firmy Nuclear Chicago.

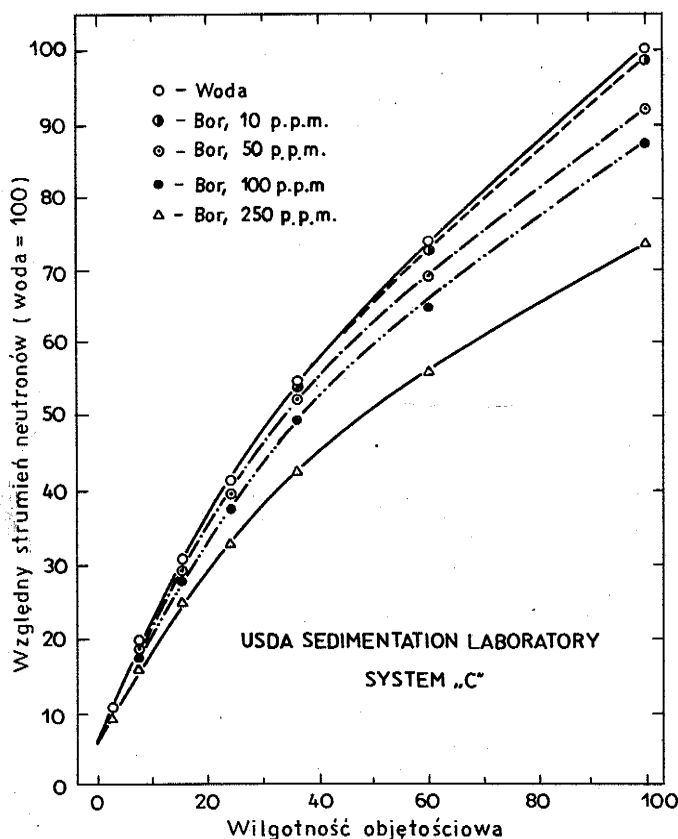


Ryc. 21

Badając inne pierwiastki /Cl, Mn, Co, Fe/, stwierdzono mniejszy ich wpływ mimo większych stężeń /ryc. 25, 26/.

Najkorzystniejszą charakterystykę wykazuje sonda Nuclear Chicago, której linia kalibracyjna w każdym wypadku jest linią prostą. Związane jest to z inną geometrią układu źródło - detek-

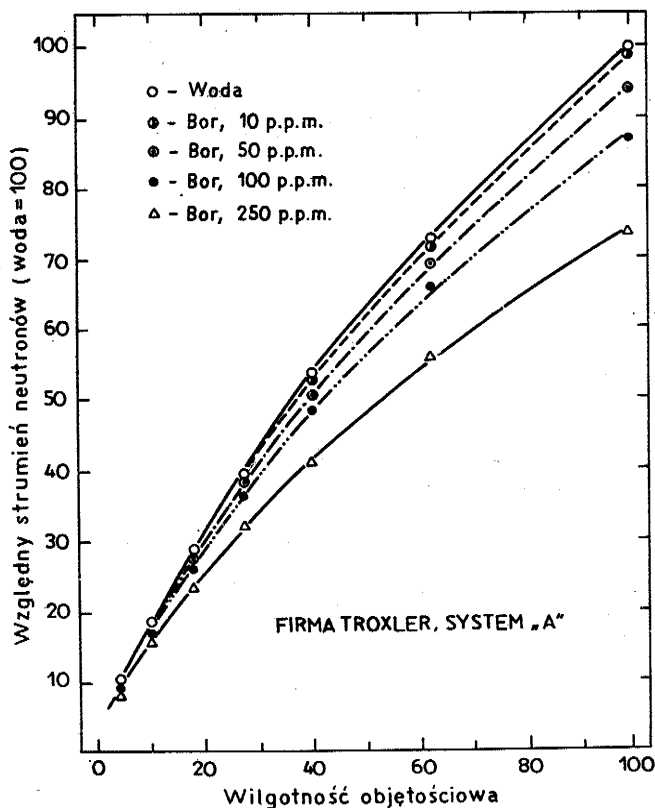
tor. W sondach tych źródło umieszczone jest obok detektora, a nie na jego osi.



Ryc. 22

Wg McHenry i Gill /17/ 10 ppm B równoważne jest 200 ppm Cl lub Co, 600 ppm Mn oraz 3000 ppm Fe.

Badania Holmesa i Jenkinsona /18/ oraz Jemielianowa /21/ nie wykazały wpływu wodoru fazy stałej na wyniki pomiaru wilgotności sondy neutronowej. Zwykle wraz z wodorem fazy stałej występują pierwiastki silnie absorbujące neutrony, poza tym wodór związany z fazą stałą nie posiada tak dobrych własności spowalniających jak wodór zawarty w wodzie. Stwierdzenie to jest dość

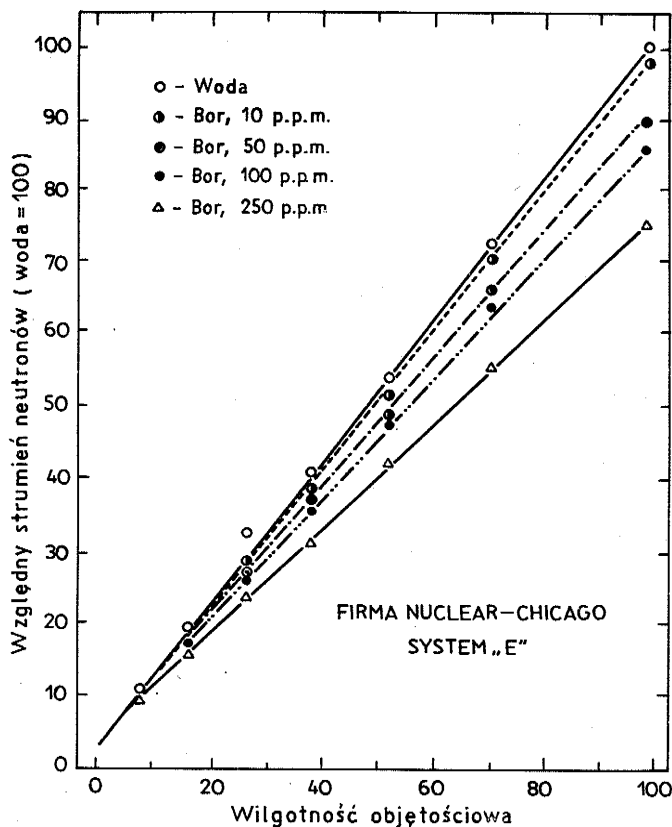


Ryc. 23

dyskusyjne. Gardner i Kirham /14/ wykazali, że próchnica zawarta w glebie również nie wpływa na pomiar wilgotności. Jest to korzystne dla dokonyującego pomiaru, gdyż próchnica zbudowana jest z lekkich pierwiastków, w tym również z wodoru, a wahania jej zawartości w glebie są bardzo znaczne.

Detekcja neutronów termicznych

Strumień neutronów termicznych docierający do detektora jest miarą wilgotności ośrodka np. gleby.



Ryc. 24

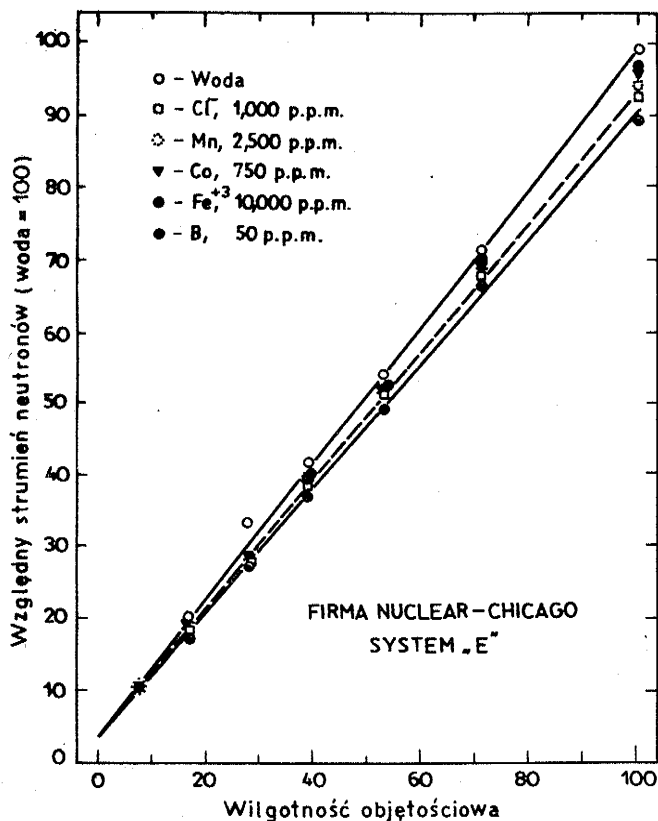
Uważa się, że promień kuli, z której dociera do detektora absolutna większość neutronów wynosi:

$$R_{\infty} = 15 \sqrt[3]{\frac{100}{W_0}} \quad /62/$$

gdzie:

W_0 - wilgotność objętościowa w %.

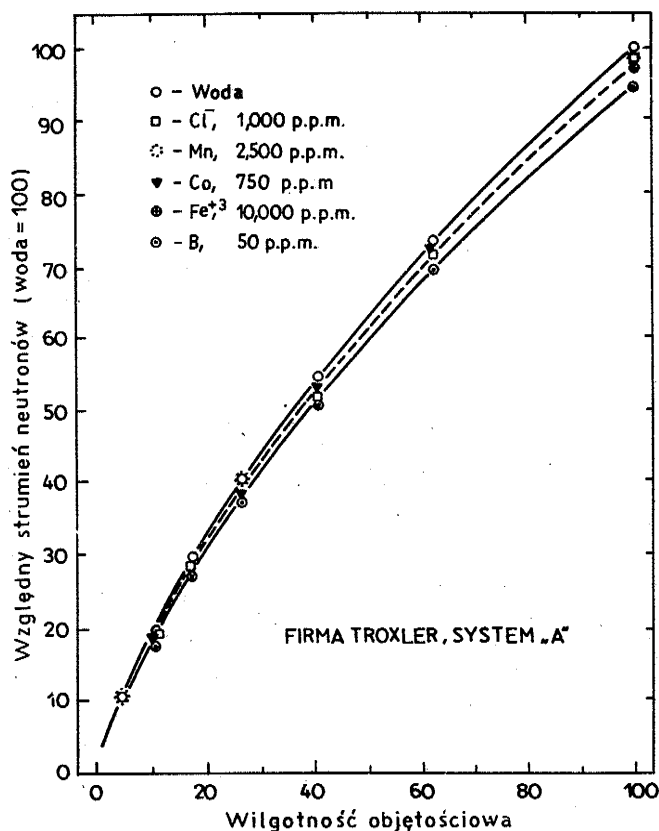
Wynika stąd, że promień stały oddziaływania wynosi 15 cm dla czystej wody i rośnie wraz ze zmniejszeniem się wilgotności /ryc. 27/



Ryc. 25

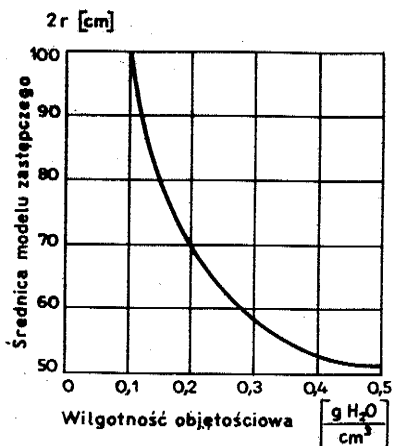
Największy wkład w spowalnianie neutronów wnoszą atomy wodoru, Najintensywniej spowalnianie zachodzi na atomach znajdujących się najbliżej źródła, Z tego względu uważa się, że promień strefy oddziaływania jest mniejszy od wartości określonej wzorami Bavela /cyt. za 22/.

Neutrony jako cząstki obojętne słabo jonizują materię i dlatego bezpośrednia ich detekcja jest trudna. Najczęściej stosowana metoda detekcji neutronów termicznych wykorzystuje reakcję $n\gamma$ w Cd-113. Izotop kadmu Cd-113 posiada bardzo duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych $\sigma_a = 20\,000$ barnów dla

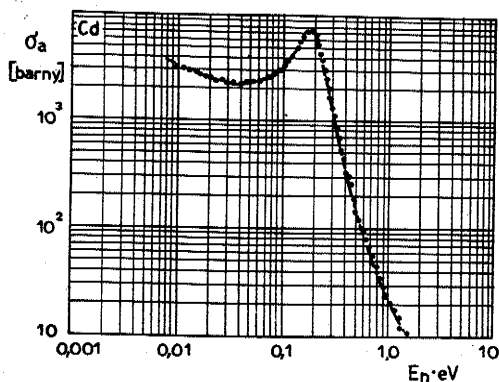


Ryc. 26

$E_n = 0,04 \text{ eV}$ /. Zachodzi reakcja $\text{Cd-113}/n/\text{Cd-114}$ /2/ /ryc. 28/. Ryc. 28 przedstawia wykres przekroju czynnego kadmu Cd-113 na absorpcję w funkcji energii neutronu. Emitowany kwant γ jest łatwy do zarejestrowania. Wynika stąd, że licznik GM można przystosować do rejestracji neutronów termicznych przez umieszczenie go wewnątrz cylindra wykonanego z blachy kadmowej.



Ryc. 27



Ryc. 28

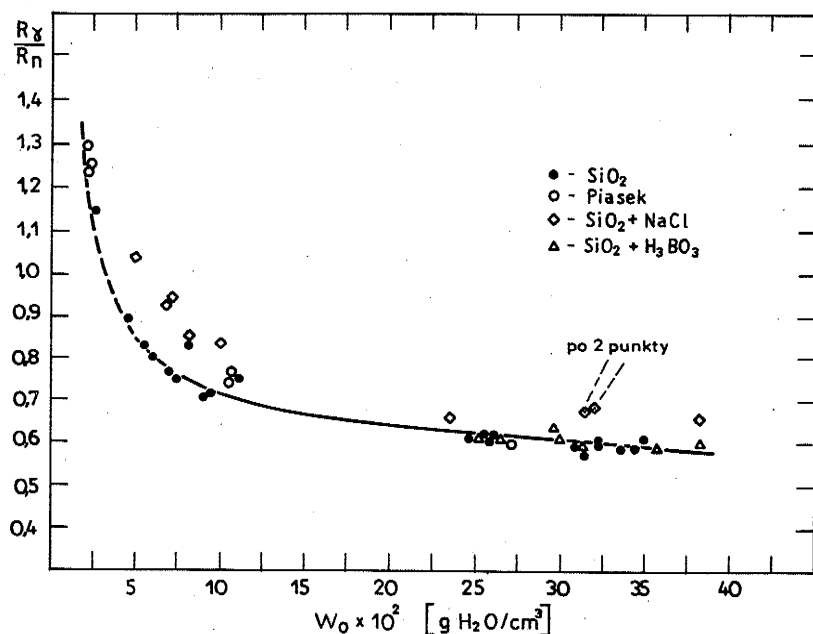
Należy zaznaczyć, że zaliczenia rejestrowane przez sondę pochodzą nie tylko od neutronów termicznych. Muras /26/ podaje, że:

$$R_t = R_n + R_y + R_\tau$$

/63/

- R_t - natężenie całkowite impulsów
 R_n - natężenie impulsów pochodzących od neutronów termicznych
 R_r - natężenie promieniowania γ pochodzące od wychwyty radiacyjnego
 R_T - tło źródła

Składowa R_r może przyjmować duże wartości porównywalne ze wskazaniem R_t /rzc. 29/.



Ryc. 29

Z analizy ryc. 29 wynika, że dla małych wilgotności składowa R_r może nawet przewyższać składową R_n . Mimo, że wyniki te odnoszą się do sondy WO-65 należy się spodziewać, że efekt ten będzie odnosił się do każdej sondy neutronowej. Powyższe fakty dowodzą, że efekt wychwyty radiacyjnego należy koniecznie uwzględnić przy pomiarze wilgotności.

POMIAR POROWATOŚCI GLEB

Promieniowanie γ znalazło również zastosowanie do pomiaru porowatości gleby /30/.

Porowatość P można zdefiniować

$$P = \frac{Q - \gamma_s}{Q} \quad /64/$$

Q - ciężar właściwy gleby

γ_s - ciężar objętościowy gleby suchej

Dla warstwy o grubości x prawo absorbcji można zapisać w postaci:

$$R = R_0 \exp(-\mu_g \gamma_g x) \quad /65/$$

μ_g - masowy współczynnik absorbcji gleby

Przekształcając powyższe równanie względem γ_g i podstawiając wynik do /63/ otrzymujemy

$$P = 1 + \frac{1}{\mu_g x} \ln \frac{R}{R_0} \quad /66/$$

Jak widać, porowatość dla konkretnej gleby będzie funkcją $\ln \frac{R}{R_0}$, ponieważ w warunkach laboratoryjnych łatwo zachować stałymi pozostałe elementy. Czynnikiem $\frac{1}{\mu_g x}$ jest dla danego doświadczenia stały. Jak widać wzór powyższy stosuje się tylko do gleby suchej. Jednak powyższą metodą można określić również porowatość P gleby uwilgotnionej posługując się następującym rozumowaniem;

$$W_0 = \frac{m_w}{V_g} \quad /67/$$

m_w - masa wody w objętości V_g gleby

W_0 - wilgotność objętościowa

$$W = \frac{m_w}{m_g} \quad /68/$$

m_g - masa suchej gleby

W - wilgotność wagowa

Dzieląc stronami powyższe równania otrzymujemy:

$$\frac{W_0}{W} = \frac{m_g}{V_g} = \gamma_g \quad /69/$$

Ponieważ $P = \frac{Q - \gamma_g}{Q}$, więc:

$$W_0 = \gamma_g W = W Q (1 - P) \quad /70/$$

Teraz:

$$R = R_0 \exp(-\mu_g \gamma_g x - \mu_w W_0 x) \quad /71/$$

Podstawiając zależności powyższe do /69/ otrzymujemy:

$$R = R_0 \exp[\mu_g Q (1 - P) x - \mu_w Q (1 - P) W x] \quad /72/$$

stąd:

$$P = 1 + \frac{1}{Q(\mu_g + W\mu_w)x} \ln \frac{R}{R_0} \quad /73/$$

Wyrażenie to pozwala określić porowatość gleby, jeśli znana jest jej wilgotność wagowa i ciężar szkieletu gleby, którą to wielkość trzeba określić innymi metodami.

PODSUMOWANIE

W pracy zostały omówione zastosowania zamkniętych źródeł promieniowania do pomiarów fizycznych właściwości gleb i gruntów. Praca nie wyczerpuje problematyki badań radioizotopowych stosowanych w naukach rolniczych, gdyż nie omawia zastosowań źródeł otwartych. Ograniczenie tematu wynikało z odrębności metodyki badań przy zastosowaniu źródeł zamkniętych i otwartych. Praca zawiera opis podstaw teoretycznych, stosowanych metod pomiarowych, typów rozwiązań konstrukcyjnych używanej aparatury oraz ich przydatności do badania gleb. Ma ona służyć pracownikom naukowo-badawczym zajmującym się problematyką rolniczą i przyczynić się do szerszego wykorzystania aparatury radioizotopowej.

Metody radioizotopowe w zastosowaniu do pomiaru fizycznych właściwości gleb są metodami pośrednimi. Błędy wyznaczonej wielkości, powstałe przy pomiarze w/w metodami, związane są ze statystycznym charakterem rozpadu promieniotwórczego i niedokładnością kalibracji oraz ewentualnie /w metodach analitycznych/ z precyzją określania elementów wchodzących do wzoru, które określone są innymi metodami.

Opisane metody mogą być stosowane jako polowe lub laboratoryjne i w porównaniu z metodami bezpośrednimi /w odniesieniu do pomiaru wilgotności i gęstości gleb/ ich dokładność jest wystarczająca. W przypadku pomiarów polowych lub lizymetrycznych zaletą metod izotopowych jest mała pracochłonność, krótki czas pomiaru i możliwość oznaczeń bez pobierania próbek. Ta ostatnia zaleta jest szczególnie istotna w badaniach lizymetrycznych i doświadczeniach mikropoletkowych.

W badaniach laboratoryjnych dotyczących np. przemieszczania wody fazy stałej w glebie, metody radioizotopowe zapewniają możliwość rejestrowania tych procesów bez zakócania ich przebiegu. Pozwala to badanie procesów bardziej subtelnych.

Niedogodnością pracy ze źródłami radioizotopowymi jest konieczność ścisłego przestrzegania przepisów z zakresu ochrony radiologicznej. Pracownicy zatrudnieni przy pracy ze źródłami

radioaktywnymi winni być przeszkoleni i zaznajomieni z przepisami przez inspektora ochrony radiologicznej jak również, w przypadku gdy istnieje możliwość przekroczenia dopuszczalnej dawki promieniotwórczości, objęci kontrolą otrzymanych dawek prowadzoną przez Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej.

PIŚMIENNICTWO

1. Arcybaszew W.A., Iwanukowicz G.A.: Scintilacjonnyje spektry rassiejannogo gamma izluczenija tocziecznych istocznikow, Atomizdat, Moskwa 1969.
2. Bak M.A., Szymanskaja N.S.: Neutronnyje istoczniki, Atomizdat, Moskwa 1969.
3. Ballard L.F., Gardner R.P.: Density and moisture content measurement by nuclear methods NCHRP, REPORT 14, Highway Research Board, National Academy of Sciences, National Research Count, Washington 1965.
4. Baranowski R., Pabin J.: Zastosowanie metody γ - γ w mierzeniu ciężaru objętościowego gleb piaszczystych i gliniastych, Pamiętnik Puławski, Prace JUNG, 1968.
5. Baranowski R.: Oznaczanie wilgotności gleby za pomocą neutronowej sondy powierzchniowej, Zeszyty Problemowe Postępów Nauk Rolniczych, 10, 1970.
6. Baranowski R.: Zastosowanie metody γ - γ do oznaczania ciężaru objętościowego wierzchniej warstwy gleby w doświadczeniach polowych, Pamiętniki Puławskie, Prace JUNG, 38, 1969.
7. Bojanowski W., Gnutek J., Rossiński B.: Zastosowanie metod izotopowych do pomiaru gęstości i wilgotności gruntów, Gosp. Wodna, 19,2, 1964.
8. Bułatow B.P., Agryszkin N.F.: Obratno rassiejannoje izluczenie w radiacjonnojj technice, Atomizdat, Moskwa, 1971.
9. Corompt E.P., Calmels P.: Exploitation des informations contenues dans un flux de neutrons thermalises et possibilités d'application a la mesure de l'humidité et de la densité d'unsol, Isotope and radiation techniques in soil physics and irrigation studies, International Atomic Agency, Wiena 1967.
10. Charbuciński J.: Eliminacja woływu składu chemicznego skał do pomiaru gęstości metodą γ - γ , Nukleonika XIII, 1968.
11. Czubek J.: Zasięg jądrowych metod pomiaru wilgotności i gęstości gruntów, Sympozjum "Zastosowanie izotopów w geofizy-

- ce, hydrogeologii, geologii inżynierskiej", Karpacz 1967.
Nukleonika XIII, 1968.
12. Dąbek M., Muras K.: Niektóre zagadnienia związane z pomiarami gęstości gruntu metodą γ - γ z zestawu GGW, Nukleonika XIII, 1968.
 13. Gardner W.H., Calissedorf G.: Gamma ray and neutron attenuation in measurement of soil bulk density and water content, Isotope and radiation techniques in soil physics and irrigation studies, International Atomic Agency, Wiena 1967.
 14. Gardner W., Kirkham D.: Soil Sci., 13, 1952.
 15. Glasston S.: Podstawy techniki reaktorów jądrowych, Warszawa, 1960.
 16. Głobus A.M.: Eksperymentalna hydrofizyka poczw, Hidromietizdat, Leningrad 1969.
 17. Henry Mc J.R., Gill A.C.: The influence of bulk density, slow neutron moisture probes, Isotope and radiation techniques in soil physics and irrigation studies, International Atomic Energy Agency, Wiena 1967.
 18. Holmes J.W.; Jenkinson A.F.: Agric. Eng. Res., 4, 1959.
 19. Instrukcja obsługi wilgotnościomierza WO-65, BUTJ, Warszawa 1965.
 20. Jaworski B.M., Dietlaf A.A.: Fizyka, Poradnik Encyklopedyczny, PWN, Warszawa 1970.
 21. Jemielianow W.A.: Gamma kuczi i niejtrony w poliewych poczwomielioratiwnych issliedowaniach, Gostatomizdat, Moskwa 1962,
 22. Jemielianow W.A., Raczynski W.W.: Praktikum po primienieniu izotopow i izluczeni w sielskom chozjajstwie, Moskwa 1960.
 23. Kaplan I.: Fizyka jądrowa, PWN, Warszawa 1957.
 24. King L.K.: Gamma ray attenuation for soil - water - content measurements using Am-241, Isotope and radiation techniques in soil and irrigation studies, International Atomic Energy, Wiena 1967.
 25. Łapiński M., Kostyrko W., Włodarski W.: Nowoczesne metody pomiaru i regulacji wilgotności, WNT, Warszawa 1967.
 26. Muras K.: Badanie składowej promieniowania gamma pochodzącego z wychwytu radiacyjnego neutronów w gruncie, mierzonej za pomocą sondy kadmowej typu WO-65, przeznaczonej do badania wilgotności w gruncie, Nukleonika, XVII, 1972.

27. Niewodniczański J.: Określanie ciężaru objętościowego przy użyciu źródeł gamma, Przegląd Geologiczny, 1, 1962.
28. Olgaard P.L.: Riso report nr 97. Copenhagen 1965.
29. Phillips R.E., Jensen C.R., Kirkham D.: Use of radiation equipment for flow-layer density and moisture, Soil Sci., 89, 1960.
30. Przetalski S.: Pomiary wilgotności i porowatości gleby przy pomocy promieniowania gamma, Zeszyty Naukowe WSR Wrocław 24, 1959.
31. Sammler R.A., Brigg J.E., Rieke F.F.: Gamma scattering density meters, Analysis and design with application to coal and soil, USAEC Report TID 14178 Laboratories for Applied Sciences, University of Chicago, 1961.
32. Taylor D., Kansara M.: A theory of the nuclear densitometer, Soil Science, 404, 1967.
33. Własow N.: Neutrony, PWN Warszawa 1957.

SPIS TREŚCI

WSTĘP	5
PODSTAWOWE WIADOMOŚCI Z ZAKRESU FIZYKI JĄDROWEJ	6
ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA JĄDROWEGO	6
ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA Z MATERIAŁ	11
Oddziaływanie cząstek α z materiałem	11
Oddziaływanie cząstek β z materiałem	12
Oddziaływanie promieniowania γ z materiałem	13
Oddziaływanie neutronów z materiałem	17
POMIAR GĘSTOŚCI GLEB	21
Pomiar gęstości gleb metodą transmisji promieniowania γ	21
Pomiar gęstości gleby z wykorzystaniem promieniowania rozproszonego tzw. metodą γ - γ	23
PODSTAWY FIZYCZNE METODY	23
Wpływ składu chemicznego ośrodka na dokładność pomiaru sondy gęstościowej	31
Wpływ niejednorodności gleby	35
POMIAR WILGOTNOŚCI GLEB	36
POMIAR WILGOTNOŚCI METODĄ TRANSMISJI	36
METODA NEUTRONOWA	40
Elementy teorii rozchodzenia się neutronów w ośrodku	40
Wpływ gęstości i składu chemicznego gleby na krzywą kalibracji	44
Detekcja neutronów termicznych	49
POMIAR POROWATOŚCI GLEB	55
PODSUMOWANIE	57
PIŚMIENNICTWO	59

Dotychczas ukazały się następujące
numery Problemów Agrofizyki:

1. Jan Glinński, Witold Stępniewski - Zastosowanie chromatografii gazowej w badaniach gleboznawczych.
2. Piotr Kowalik - Podstawy teoretyczne pomiarów potencjału wody glebowej.
3. Jan Glinński, Jerzy Duliban - Potencjał oksydoredukcyjny w glebach.
4. Małgorzata Dąbek-Szreniawska - Mikrobiologiczne aspekty tworzenia się agregatów glebowych.
5. Bogusław Szot - Rozwój badań właściwości fizycznych materiałów rolniczych.
6. Ignacy Dechnik, Janusz Stawiński - Powierzchnia właściwa w badaniach fizykochemicznych i fizycznych właściwości gleb.
7. Adam Pukos, Ryszard Walczak - Podstawy teoretyczne badania właściwości mechanicznych gleb.
8. Bogusław Szot, Grażyna Kolemba - Metody oceny wylegania zbóż.
9. Janusz Haman, Bogusław Szot, Wanda Woźniak - Zagadnienie wymiany ciepła i masy w materiałach roślinnych.
10. Materiały seminarium poświęconego fizyce wody glebowej.

Problemy Agrofizyki można nabywać w Księgarni ORPAN - Pałac Kultury, 00-901 Warszawa.