

Pomiar górnej granicy widma energetycznego promieniowania β metodą absorpcji

I. Zagadnienia

1. Teoria rozpadu β .
2. Oddziaływanie promieniowania β z materią.
3. Metody detekcji promieniowania β .
4. Sposób przeprowadzenia pomiaru i opracowania wyników.

II. Wstęp teoretyczny

Promieniowaniem β nazywamy strumień elektronów (o ładunku + lub -) emitowanych przy rozpadzie promieniotwórczym. Ponieważ w akcie rozpadu β oprócz elektronów emitowane jest neutrino lub antyneutrino widmo promieniowania β jest ciągłe.

Energia maksymalna E_{\max} promieniowania β (zwana również górną granicą widma energetycznego) zawiera się w szerokich granicach od kilkunastu keV do kilku MeV. Ta maksymalna energia jest wielkością charakterystyczną dla danego radiopierwiastka co pozwala na jego identyfikację.

Wyznaczenie E_{\max} można przeprowadzić dwoma sposobami:

1. przez pomiar zasięgu maksymalnego cząstek β ;
2. przez pomiar grubości częściowego pochłaniania promieniowania (np. grubości osłabiającej natężenie wiązki do $\frac{1}{2}$; $\frac{1}{4}$; itd. pierwotnej wartości).

Promieniowanie β przy kolejnych aktach zderzenia zmienia swój kierunek i dlatego charakter osłabienia wiązki β w materii jest w dużym zakresie grubości absorbenta podobny do straty energii promieniowania elektromagnetycznego. Można go przedstawić zależnością:

$$I_R = I_0 \exp\left[\left(-\frac{\mu}{\rho}\right)R\right] \quad (2.1)$$

gdzie:

I_R – strumień cząstek β po przejściu warstwy absorbenta o grubości R ;

I_0 – strumień cząstek β w nieobecności absorbenta;

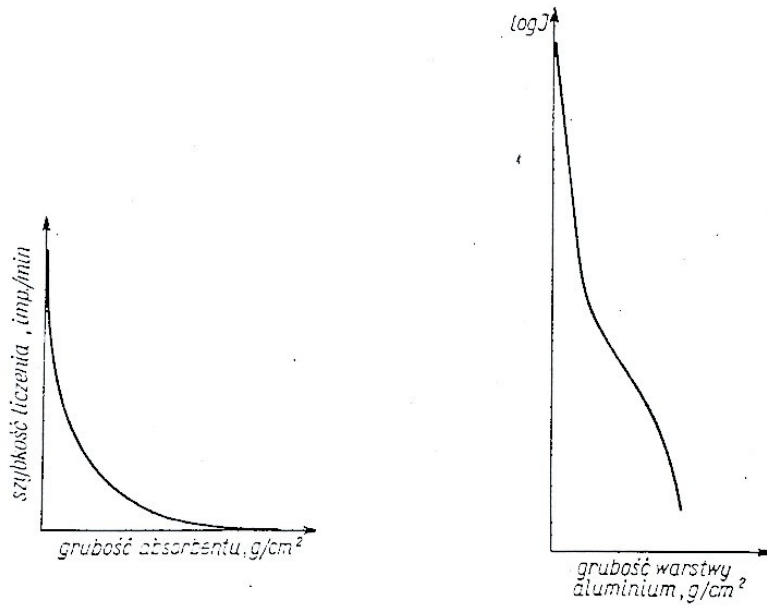
R – grubość absorbenta w $[\text{g}/\text{cm}^2]$;

μ – liniowy współczynnik absorpcji $[\text{cm}^{-1}]$;

ρ – grubość środowiska pochłaniającego w $[\text{g}/\text{cm}^3]$;

μ/ρ – masowy współczynnik pochłaniania w $[\text{cm}^2/\text{g}]$.

Na rys. 1 widzimy przykładowe krzywe absorpcji promieniowania β .



Rys. 1. Przykładowe krzywe absorpcji promieniowania β o widmie energetycznym złożonym

Natężenie I_R rejestrowane detektorem promieniowania nie zmniejsza się do zera nawet dla bardzo dużych wartości R , lecz osiąga wartość stałą, którą nazywamy natężeniem tła – I_t . Odcięta punktu, dla którego krzywa absorpcji styka się z tłem wyznacza tzw. maksymalny zasięg R_{max} , który odpowiada maksymalnej energii E_{max} promieniowania β . Dla elektronów β o energiach nie przekraczających kilku MeV, zasięg R_{max} zależy prawie liniowo od E_{max} .

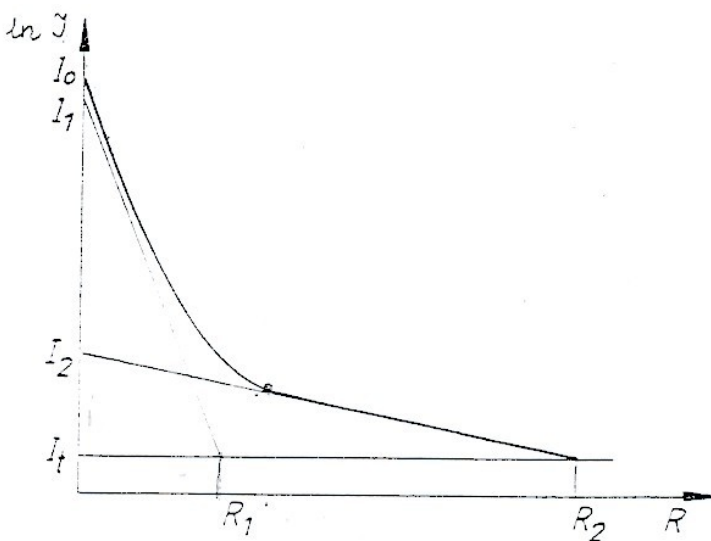
W przypadku jednej energii E_{max} wykresem funkcji $f(R) = \ln I(R)$ jest linia prosta, zgodnie ze wzorem 2.1. Współczynnik absorpcji μ zależy od energii maksymalnej.

W przypadku geometrii 2π , wyraża to zależność:

$$\mu = 0,0155 E_{max}^{-1,41} \tag{2.2}$$

Ponieważ μ jest jednoznacznie związane z E_{max} więc wyznaczenie μ pozwala określić E_{max} . W praktyce, na podstawie znanych zależności μ od E_{max} sporządza się wykresy zależności $R_n(E_{max})$, gdzie R_n oznacza grubość warstwy osłabiającej wiązkę cząstek β do $1/2^n$ natężenia tej wiązki bez absorbenta. Wyznaczenie R_n pozwala na podstawie tych wykresów znaleźć E_{max} .

Zwykle mamy do czynienia z układami złożonymi i źródło emituje równocześnie promieniowanie β o różnych energiach maksymalnych. W takim przypadku krzywa absorpcji jest sumą składowych krzywych absorpcji odpowiadających tym różnym energią maksymalnym. Rozłożenie sumarycznej krzywej na składowe jest możliwe w przypadku, gdy dwie lub więcej energii E_{max} są stosunkowo odległe od siebie. Rys. 2 przedstawia przykład rozłożenia wypadkowej na składowe dla źródła emitującego promieniowanie β o dwu energiach E_{1max} i E_{2max} .



Rys. 2. Krzywa absorpcji promieniowania β dla źródła złożonego z preparatów o dwu energiach E_1 i E_2 (R_1, R_2 – zasięgi maksymalne) w skali półlogarytmicznej.

Przy dwu wartościach E_{max} , dla wygody połóżmy $E_{1max} < E_{2max}$, krzywa absorpcji może być przybliżona dla $R > R_{1max}$ funkcją wykładniczą:

$$I = I_{02} \exp\left(-\frac{\mu_2}{\rho} R\right) \quad (2.3)$$

Na wykresie funkcji $\ln I(R)$ jest wtedy linia prosta. Ekstrapolacja tej prostej do $R=0$ (w skali półlogarytmicznej) jest wykresem krzywej pochłaniania $I_2(R)$ dla widma promieniowania β z $E_{max}=E_{2max}$. Przechodząc dla tej krzywej absorpcji od zależności $\ln I_2(R)$ do zależności $I_2(R)$ i odejmując $I_2(R)$ od zmierzonej krzywej absorpcji $I(R)$ otrzymamy funkcję:

$$I_1(R) = I(R) - I_2(R) \quad (2.4)$$

przedstawiającą krzywą absorpcji dla promieniowania β z $E_{max}=E_{1max}$. Analiza krzywych absorpcji $I_1(R)$ i $I_2(R)$ oddzielnie pozwala wyznaczyć E_{1max} i E_{2max} .

Jeżeli zasięg wyrazimy w jednostkach gęstości powierzchniowej [g/cm^2] to wówczas zasięg R_{max} prawie nie zależy od rodzaju absorbenta, a jedynie od E_{max} . Zasięg R_{max} , można między innymi, oszacować z zależności empirycznych, znając energię E_{max} promieniowania β i na odwrót. Odpowiednie zależności podano poniżej z zakresem ich stosowności:

Tabela 1.

E_{max} [MeV]	Zasięg R_{max} [g/cm^2]
Poniżej 0,2	$R_{max} = \frac{1}{1,5} E^{5/3}$
Od 0,03 do 0,15	$R_{max} = 0,15E - 0,0028$
Od 0,15 do 0,8	$R_{max} = 0,407E^{1,38}$
Powyżej 0,8	$R_{max} = 0,542E - 0,133$
Powyżej 1,0	$R_{max} = 0,571E - 0,161$
R_{max} [g/cm^2]	Energia E_{max} [MeV]
Poniżej 0,03	$E_{max} = 1,275R^{0,6}$
Od 0,002 do 0,02	$E_{max} = 6,67R + 0,0186$
Od 0,02 do 0,3	$E_{max} = 1,92R^{0,725}$
Powyżej 0,3	$E_{max} = 1,85R + 0,245$
Powyżej 0,4	$E_{max} = 1,75R + 0,281$

Ponieważ zasięg dla promieniowania β jest wielkością wyznaczoną przez ekstrapolowanie, często posługujemy się pojęciem pochłaniania połówkowego i grubością połówkową R_l .

Jeżeli zakładamy, że:

$$I_R = \frac{1}{2} I_0 \quad (2.5)$$

to uwzględniając wzór 2.1 otrzymujemy wyrażenie na grubość pochłaniania połówkowego:

$$R_l = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (2.6)$$

Zależność R_l od E_{max} ma podobny charakter jak $R(E)$.

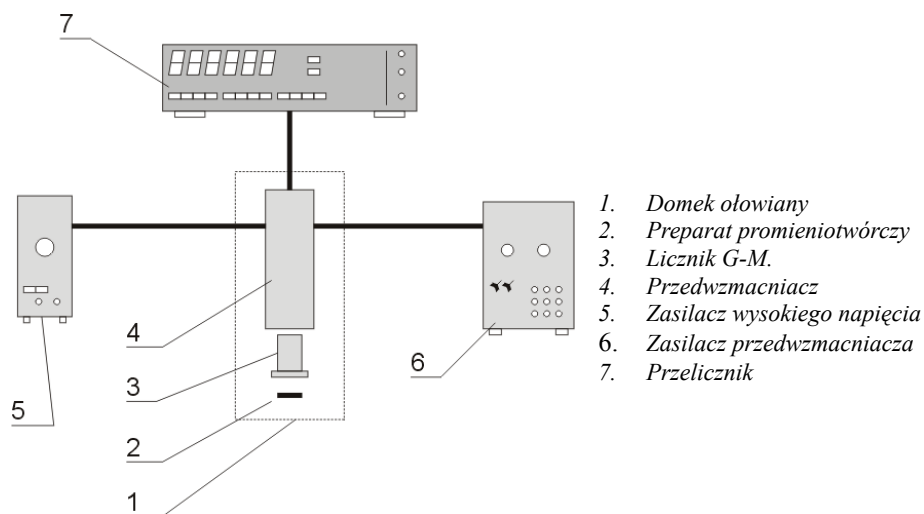
Do określenia μ i R_l w aluminium dla danej energii $E(\text{MeV})$ można (z dokładnością rzędu 20%) stosować empiryczne wzory:

$$\mu[\text{cm}^{-1}] = \frac{59,4}{E^{1,33}} \quad (2.7)$$

$$R_l[\text{cm}] = 0,015E^{1,33} \quad (2.8)$$

III. Część doświadczalna

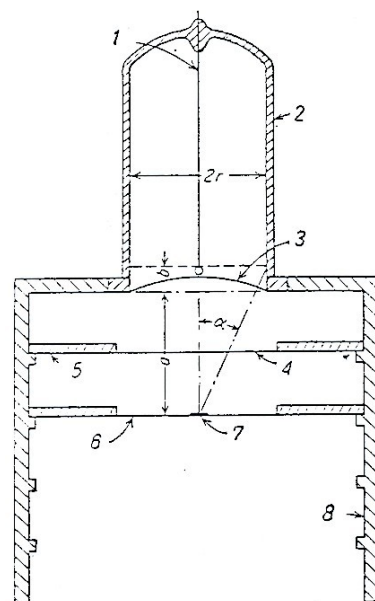
A. Schemat blokowy aparatury pomiarowej



Rys. 3. Schemat blokowy układu pomiarowego

Rys. 4. Geometria układu pomiarowego

- 1 – elektroda zbiorcza
2 – ścianka licznika
3 – okienko z cienkiej miki
4 – przesłona z okrągłym otworem
5 – podkładka źródła
6 – źródło
7 – wspornik wielopoziomowy ze szkła organicznego



B. Wykonanie ćwiczenia

1. Zapoznać się z układem pomiarowym i włączyć układ elektroniczny w obecności prowadzącego ćwiczenia.
2. Przed okienkiem licznika umieścić preparat promieniotwórczy. Rejestrować cząstki β w ciągu pewnego czasu t . Długość czasu t dobrać tak, aby błąd pomiaru nie przekraczał 2%. Należy pamiętać o zmierzeniu grubości warstwy powietrza między preparatem a okienkiem licznika.

Rada praktyczna:

Odległość między preparatem promieniotwórczym a okienkiem licznika dobrać tak aby liczba zliczeń wyniosła 5000 – 7000 zliczeń/minutę, zmierzyć liczbę zliczeń przypadającą na 2 minuty.

3. Nie zmieniając położenia źródła wstawiać kolejno folie aluminiowe i każdorazowo rejestrować cząstki β w ciągu czasu t_1 dobranego zależnie od stopnia osłabienia wiązki (por. Rada praktyczna – niżej) otrzymane szybkości zliczeń są proporcjonalne do strumienia cząstek, które przeszły przez absorbent, dając w ten sposób zależność tej szybkości zliczeń od grubości absorbenta czyli krzywą absorpcji. Grubość warstwy absorbenta zmieniać od zera do wartości, przy której dalsze zwiększanie nie powoduje zmiany szybkości zliczeń (oczywiście z dokładnością do fluktuacji statystycznych) co oznacza, że zostało osiągnięte tło.

Rada praktyczna:

Kolejne zmiany grubości absorbenta powinny dawać osłabienia wiązki 15% - 30%. Czas trwania pojedynczego pomiaru powinien wynosić:

$$t_1 = 2 \text{ min.} - 3 \text{ min. dla } I(R') > 1/2 I(0)$$

$$t_2 = 5 \text{ min.} - 7 \text{ min. dla większych grubości absorbenta niż } R'$$

C. Opracowanie wyników

1. Sporządzić wykresy funkcji: $\ln I = f(R')$ i $\ln I' = f'(R')$, gdzie: $I' = I - I_t$ a $R' = R + \Delta R$;
 ΔR – dodatkowa grubość absorbenta związana z obecnością warstwy powietrza między źródłem a licznikiem oraz okienka mikowego licznika G – M. Patrz na opis poprawek
2. Ekstrapolując krzywą $\ln I = f(R')$ do przecięcia z poziomem tła (ściślej ln tła) znaleźć R_{max} i wyliczyć odpowiadającą mu wartość E_{max} na podstawie zależności podanych w części teoretycznej.
3. W przypadku gdy kształt krzywej absorpcji wskazuje, że mamy do czynienia z jedną wartością E_{max} (widmo proste) ekstrapolować krzywą $\ln I' = f'(R')$ do zerowej wartości R . z tak otrzymanego wykresu określić grubość częściowego pochłaniania R_n dla $n=1$ i $n=2$, i posługując się odpowiednim wykresem zależności $E_{max} = E_{max}(R_n)$, określić E_{max} . Porównać ją z wartością otrzymaną w punkcie 2 oraz danymi literaturowymi.
4. W przypadku gdy kształt krzywej absorpcji wskazuje, że mamy do czynienia z dwoma wartościami E_{max} (widmo złożone) opracować wyniki zgodnie z opisem w części teoretycznej.
5. Wprowadzanie poprawek:
 - a) na czas rozdzielczy:

Uwzględnić w przypadku, gdy czas rozdzielczy licznika G – M jest większy niż $0,5 \cdot 10^{-4} s$.

Jeżeli czas rozdzielczy τ jest porównywalny ze średnim okresem między rejestrowanymi licznikiem cząstkami, to znaczna część cząstek zostanie pominięta w pomiarze. Jeżeli I_{exp} oznacza mierzoną szybkość zliczeń, to $I_{exp}\tau$ jest tą częścią czasu, w której układ liczący jest nieczuły (pojawienie się w liczniku cząstki nie wytwarza impulsu). W rezultacie liczba pominiętych cząstek w jednostce czasu wyrazi się $I_{exp} I_{fakt} \tau$, w którym I_{fakt} oznacza szybkość zliczeń, którą wykazałby układ liczący o czasie rozdzielczym pomijalnie małym. Wobec tego:

$$I_{fakt} - I_{exp} = I_{fakt} I_{exp} \tau$$

$$I_{fakt} = \frac{I_{exp}}{1 - I_{exp} \tau}$$

- b) na pochłanianie w powietrzu:
 Przy grubszych warstwach powietrza pomiędzy źródłem a detektorem (lub w przypadku promieniowania β o małej energii) należy uwzględnić pochłanianie w tej warstwie. W tym celu oblicza się masową grubość tej warstwy R_{pp} stosując wzór:
 $R_{pp} = \rho h$,
 gdzie:
 ρ – gęstość powietrza (uwzględniając aktualną temperaturę i ciśnienie);
 h – odległość źródła od detektora
 Aktualne wartości ρ należy odczytać z tablic fizycznych. Tę wartość R_{pp} należy dobrać do grubości absorbenta lub ekstrapolować krzywą absorpcji w lewo do $R - R_{pp}$.
- c) na absorpcję w detektorze:
 Gdy mamy licznik o znanej grubości R_{pd} okienka to jego wpływ można uwzględnić ekstrapolując krzywą absorpcji promieniowania β o grubość okienka licznika R_{pd} (analogicznie jak przy uwzględnieniu warstwy powietrza). W naszym doświadczeniu stosujemy kielichowy licznik G – M z okienkiem mikowym o grubości $R_{pd} = 1,5 \text{ mg/cm}^2$.
- d) na tło detektora:
 Poprawka ta łączy się z rejestrowaniem przez licznik innego rodzaju promieniowania niż badane promieniowanie β (np. kosmicznego) – jest to tzw. Tło detektora. Można to znacznie wyeliminować przez zastosowanie ołowianej obudowy licznika. Należy w nieobecności preparatu promieniotwórczego stwierdzić jak duża jest ta wielkość i zdecydować o jej wpływie.
 Przy bardzo dokładnym opracowaniu widma promieniowania β powinno się uwzględnić jeszcze szereg innych poprawek, takich jak poprawki ze względu na kąt bryłowy, na samoabsorpcję, na rozpraszanie wsteczne, na promieniowanie γ , na elektrony konwersji wewnętrznej, na wydajność licznika na promieniowanie β , itp. W naszym doświadczeniu pominiemy te poprawki, natomiast wykonujący ćwiczenie powinien zdecydować, która z powyżej, szerzej opisanych poprawek jest w tym ćwiczeniu istotna.

IV. **Literatura**

1. K. Małuszyńska, M. Przytuła, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Łódź 1969];
2. T. Hilczer, „Ćwiczenia z fizyki jądrowej” [UAM, Poznań 1975];
3. William J. Price, „Detekcja promieniowania jądrowego” [PWT, Warszawa 1960];
4. Sz. Szczeniowski, cz. VI, „Fizyka doświadczalna. Fizyka jądra i cząstek elementarnych” [PWN, Warszawa 1974];
5. A. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego” [PWN, Warszawa 1969];
6. I. Kaplan, „Fizyka jądrowa” [PWN, Warszawa 1957];
7. K. N. Muchin, „Doświadczalna fizyka jądrowa” t. 1 i 2 [Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1978];
8. M. Subotowicz, „Metody doświadczalne w fizyce ciała stałego” [Wydawnictwo Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, Lublin 1976];
9. J. M. Massalski, „Detekcja promieniowania jądrowego”, [PWN, Warszawa 1959];
10. G. E. Pustowałow, „Fizyka atomowa i jądrowa”, [PWN, Warszawa 1975];
11. J. Araminowicz, K. Małuszyńska i inni, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Warszawa 1974];

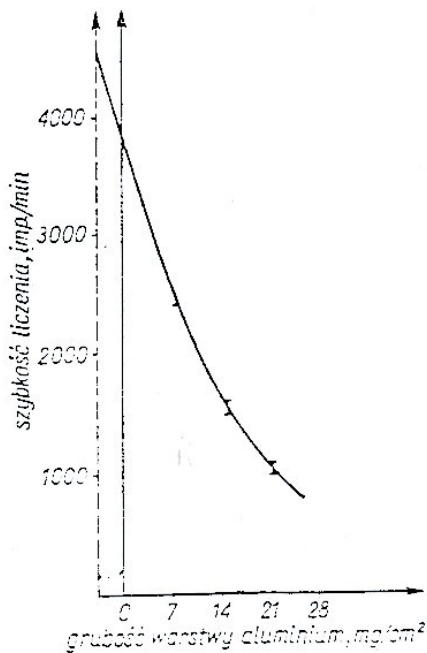
V. **Dodatki**Rys. 5. Krzywa absorpcji cząstek β wolframu.

Tabela 2. Orientacyjne grubości folii dla różnych energii maksymalnych.

E_{\max} [MeV]	Grubość folii		E_{\max} [MeV]	Grubość folii	
	[mm]	[g/cm ²]		[mm]	[g/cm ²]
0,15 – 0,20	0,01	2,7	1,5	0,2	54
0,30 – 0,40	0,02	5,4	2,0	0,3	81
0,50 – 0,70	0,05	13,5	2,5	0,4	108
0,80 – 1,0	0,1	27,0	3,0	0,5	135

Rys. 6. Graficzna metoda wyznaczania poprawki na pochłanianie w powietrzu i okienku detektora:

R – grubość absorbenta podana w $[g/cm^2]$;
 R' – poprawka w $[g/cm^2]$.

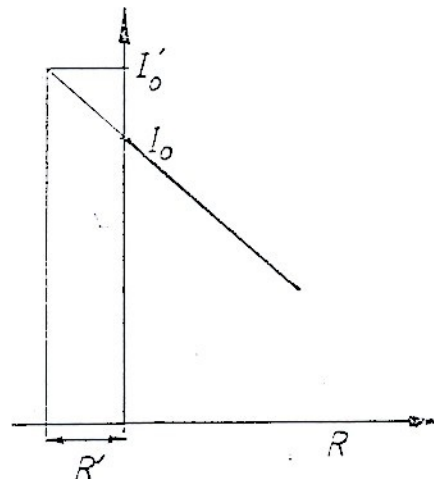
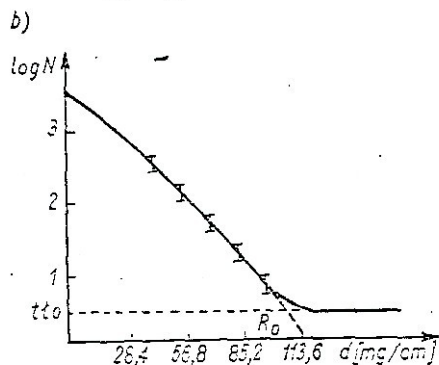
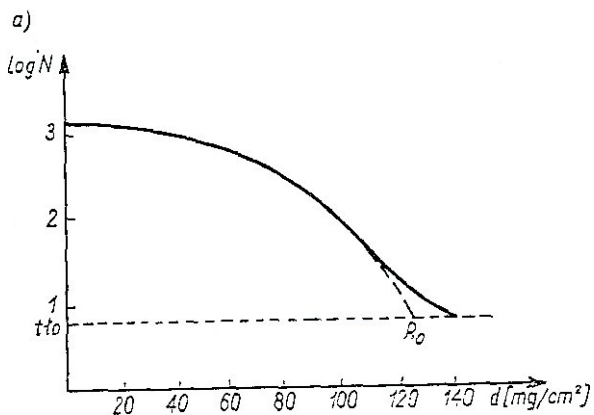
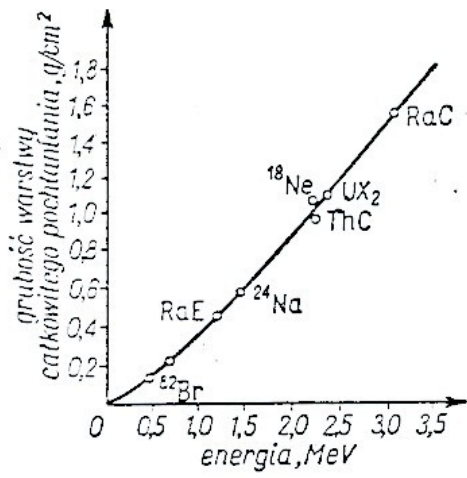


Tabela 3. Przepuszczalność ścianek i okienka licznika G – M dla cząstek β .

Źródło cząstek	Maksymalna energia cząstek β [MeV]	Przepuszczalność		
		30 mg/cm ²	4 mg/cm ²	1,4 mg/cm ²
¹⁴ C	0,154	0,03	1,5	20
⁴⁵ Ca	0,250	1,5	38	82
⁹⁰ Sr	0,65	31	86	95
³² P	1,7	72	95,5	98,5

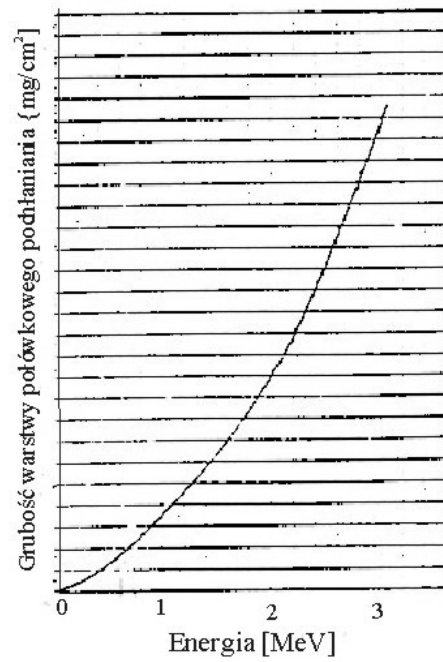


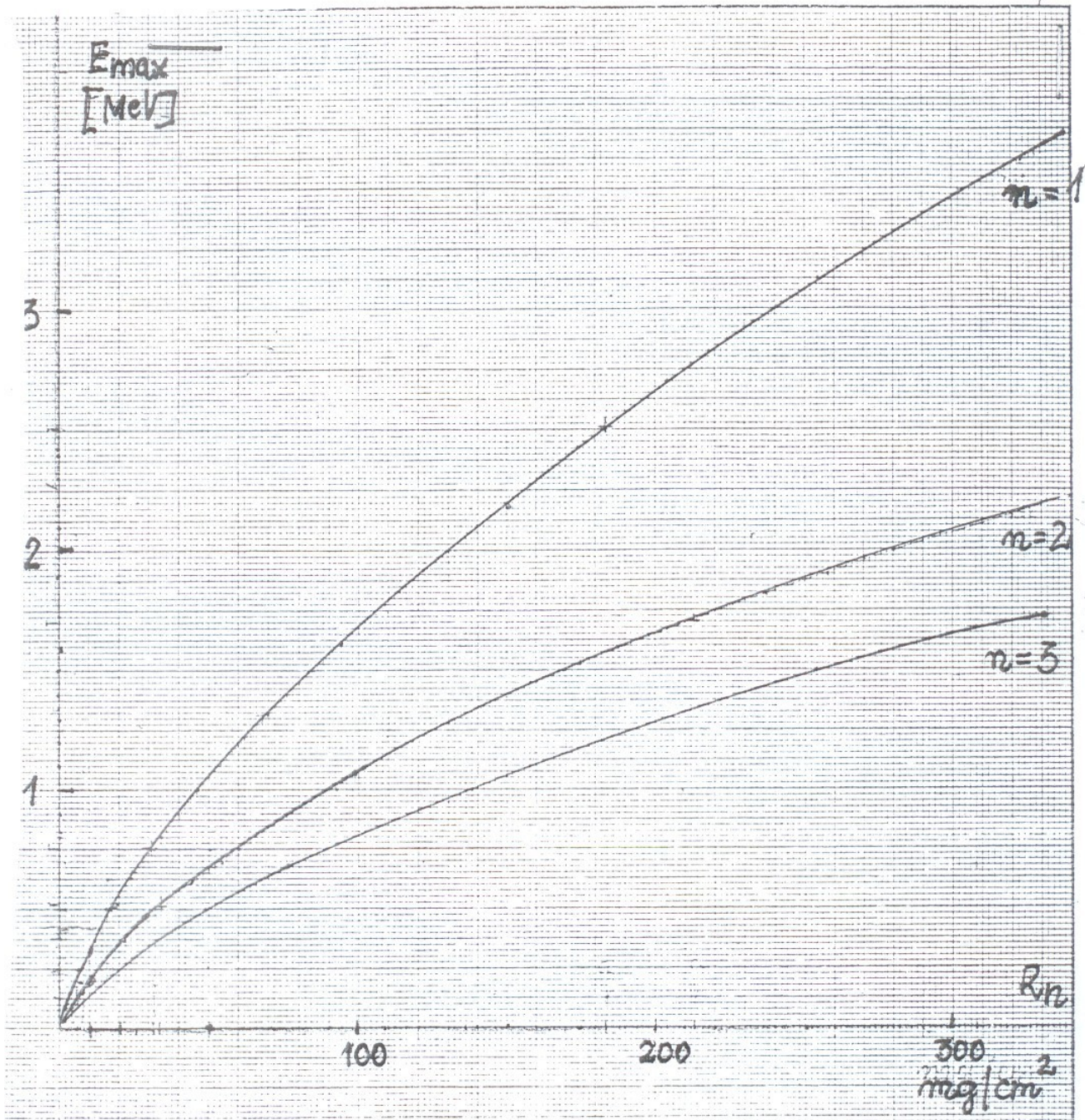
Rys. 7. a) Zmiana strumienia elektronów pierwotnie monoenergetycznych w zależności od grubości absorbentu (A_1),
 b) Zmiana strumienia cząstek β w zależności od grubości absorbentu (A_1).



Rys. 8. Zależność grubości warstwy całkowitego pochłaniania od energii maksymalnej promieni β .

Rys. 9. Zależność warstwy pochłaniania półokwowej w aluminium od energii promieniowania β .





Rys. 10. Zależność między grubością cząstkowego pochłaniania cząstek β , R_n i ich energią maksymalną E_{max} .
 R_n – oznacza grubość absorbenta osłabiającego wiązkę cząstek β 2^n razy.

$$I(R_n) = \frac{1}{2^n} I_0$$