



## Wyznaczanie energii promieniowania $\gamma$ pochodzącego ze źródła $^{60}\text{Co}$ metodą absorpcji

### I. Zagadnienia

1. Procesy fizyczne prowadzące do emisji kwantów  $\gamma$ .
2. Prawo absorpcji. Oddziaływanie promieniowania  $\gamma$  z materią.
  - zjawisko fotoelektryczne;
  - efekt Comptona;
  - tworzenie par elektron – pozyton;
  - pojęcie liniowego i masowego współczynnika absorpcji.
3. Detekcja kwantów  $\gamma$ . Spektrometr  $\gamma$ :
  - sonda scyntylacyjna, procesy prowadzące do powstania impulsu elektrycznego w sondzie scyntylacyjnej.
4. Znajomość sposobu wykonania ćwiczenia, opracowanie wyników pomiarów i schemat rozpadu izotopu wykorzystywanego do badania absorpcji.

### II. Wstęp teoretyczny

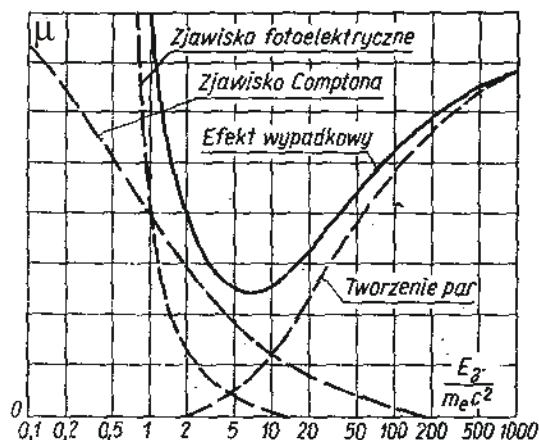
Promieniowanie  $\gamma$  jest krótkofalowym promieniowaniem elektromagnetycznym, powstającym w wyniku deekscytacji jądra atomowego. Jądro w stanie wzbudzonym przechodzi do niższego stanu energetycznego emitując kwant promieniowania. Rejestracja tego promieniowania odbywa się przez efekty wtórne, towarzyszące przechodzeniu promieniowania  $\gamma$  przez materię.

Promieniowanie  $\gamma$  przechodząc przez materię traci swoją energię w wyniku innych procesów niż cząstki naładowane. Dla promieniowania rzędu od 10 keV do 5 MeV najważniejszymi procesami są: efekt fotoelektryczny, zjawisko Comptona oraz zjawisko tworzenia par elektron – pozyton.

Całkowita strata energii jest sumą wymienionych procesów: w przypadku promieniowania  $\gamma$  operuje się zwykle pojęciem przekroju czynnego  $\sigma$  i dlatego sumaryczny przekrój czynny na pochłanianie promieniowania  $\gamma$  będzie sumą przekrojów czynnych na zajście wymienionych procesów.

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \quad (1)$$

Zależność wartości względnej absorpcji  $\mu$  od energii fotonów przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Przebieg przekrojów czynnych na absorpcję kwantów  $\gamma$  w ołowiu w funkcji energii dla każdego z trzech mechanizmów oddziaływania oraz całkowity przekrój czynny.



Efekt fotoelektryczny polega na pochłonięciu fotonu przez atom, przy czym energia fotonu  $\gamma$  zostaje przekazana jednemu z elektronów, w wyniku czego uzyskujemy fotoelektrony o energii:

$$E_e = E_\gamma - \bar{T}_j, \quad (2)$$

gdzie  $\bar{T}_j$  oznacza średnią energię jonizacji. Prawdopodobieństwo tego efektu silnie zależy od liczby porządkowej  $Z$ . Zjawisko fotoelektryczne ma praktyczne znaczenie przy energiach kwantu mniejszych od 0,5 MeV.

Jeżeli energia kwantu  $\gamma$  przewyższa znacznie energię wiązania elektronów w atomie, elektrony takie można traktować jako swobodne. Padający kwant  $\gamma$  o energii  $h\nu$  rozprasza się na takich elektronach, dając w wyniku kwant o energii  $h\nu'$ . Kierunek rozproszonego fotonu jest na ogół inny niż kierunek fotonu padającego. Elektron rozpraszający otrzymuje przy tym energię:

$$E_e = h\nu - h\nu', \quad (3)$$

oraz pęd:

$$p_e = \frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c} \cos\theta \quad (4)$$

gdzie  $\theta$  jest kątem rozproszenia elektronu względem kierunku wiązki pierwotnej

Widmo promieniowania rozproszonego zawiera oprócz promieniowania pierwotnego o długości fali  $\lambda$  linię przesuniętą o  $\lambda' > \lambda$ . Wielkość  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  rośnie ze wzrostem kąta rozproszenia, nie zależy natomiast od rodzaju substancji rozpraszającej.

Korzystając z zasady zachowania energii i pędu można wyprowadzić wzór na  $\Delta\lambda$ .

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\theta) \quad (5)$$

gdzie  $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2,42 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$  – comptonowska długość fali elektronu.

Zjawisko Comptona jest zjawiskiem dominującym przy energiach kwantów  $\gamma$  z przedziału 0.5 – 5 MeV.

Przy większych energiach kwantów  $\gamma$  może wystąpić zjawisko tworzenia par elektron – pozyton. Proces ten zachodzi w polu jądra lub elektronu. W zjawisku tym kwant  $\gamma$  ulega całkowitej absorpcji, a pojawia się para elektron i pozyton. Zjawisko tworzenia par może zachodzić wtedy gdy energia kwantu  $\gamma$  jest większa od energii  $2m_0c^2$ , gdzie  $m_0c^2$  - energia spoczynkowa elektronu.

Detekcja promieniowania  $\gamma$  polega na detekcji wtórnych elektronów. Do detekcji promieniowania  $\gamma$  można użyć dowolnego detektora z tym jednak, że do pomiarów ilościowych nadają się tylko takie, w których procesy straty energii promieniowania  $\gamma$  odbywa się w objętości czynnej. Zwykle do takich pomiarów stosuje się komory jonizacyjne o specjalnej konstrukcji i detektory scyntylacyjne.

Urządzenie pomiarowe pracujące z licznikiem scyntylacyjnym zawiera scyntylator, fotopowielacz elektronowy ze stabilizowanym zasilaczem wysokiego napięcia, liniowy wzmacniacz impulsów, dyskryminator amplitudy impulsów i urządzenie rejestrujące.

Scyntylatorami są substancje, w których pod wpływem padającego promieniowania zachodzi zjawisko luminescencji. Mogą nimi być kryształy nieorganiczne (NaI), organiczne (antracen, naftalen) i niektóre roztwory organiczne.

Fotopowielaczami nazywa się lampę próżniową zawierającą fotokatodę, kilka (kilkanaście) dynod i anodę.

Zasada działania takiego licznika opiera się na kilku procesach. Cząstka naładowana gdy przechodzi przez scyntylator traci energię na jonizację i wzbudzenie drobin scyntylatora. Część tej energii zostaje wypromieniowana w postaci fotonów światła widzialnego lub ultrafioletu. Niektóre z nich padając na fotokatodę fotopowielacza wybijają z niej fotoelektrony. Elektrony te, pod wpływem różnicy potencjałów, zostają przyspieszane i mogą wybijać kolejne elektrony z dynod. Taka lawina elektronów jest zbierana na anodzie i daje skok napięcia na oporze anodowym. Dalsze urządzenia wzmacniają i rejestrują impulsy.

Przechodząc przez warstwę absorbenta część promieniowania zostaje pochłonięta. Natężenie wiązki po przejściu przez absorbent wynosi:

$$I = I_0 \exp(-\mu X) \quad (6)$$

lub



$$I = I_0 \exp(-\mu_m R) = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} X \rho\right) \quad (7)$$

gdzie  $I$  – strumień cząstek  $\gamma$  przechodzących przez absorbent o grubości  $X$ ,  $I_0$  – strumień cząstek  $\gamma$  w nieobecności absorbenta,  $\mu$  – liniowy współczynnik absorpcji [ $\text{cm}^{-1}$ ],  $\rho$  – gęstość środowiska pochłaniającego [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ],  $X$  – grubość warstwy absorbenta [ $\text{cm}$ ],  $R$  – masowa grubość absorbenta [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ],  $\mu_m = \mu/\rho$  – masowy współczynnik pochłaniania [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ].

Powyższy wzór jest słuszny jeżeli: promieniowanie  $\gamma$  jest monoenergetyczne, skolimowane w małym kącie bryłowym, a warstwa absorbenta nie przekracza kilku zasięgów połówkowych.

Całkowity liniowy współczynnik absorpcji wynosi:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad (8)$$

gdzie  $\mu_f$ ,  $\mu_c$  i  $\mu_p$  – współczynniki odpowiadające odpowiednio: procesom fotoreakcji, zjawisku Comptona i zjawisku tworzenia się par elektron – pozyton.

Oslabienie wiązki promieniowania można również scharakteryzować przy pomocy tzw. grubości połówkowej  $X_{1/2}$ . Jest to grubość absorbenta osłabiająca natężenie wiązki do połowy wartości początkowej.

Wzór

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\mu X \quad (9)$$

dla  $X = X_{1/2}$  przyjmuje postać:

$$\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\mu X_{1/2} \quad (10)$$

Zatem

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln 2}{X_{1/2}} \quad (11)$$

Jeżeli posłużyć się masową grubością absorbenta, to otrzymamy:  $R_{1/2} = \rho X_{1/2}$ , więc

$$\mu = \frac{\ln 2}{R_{1/2}} \quad (12)$$

W przypadku promieniowania  $\gamma$  pojęcie zasięgu nie jest zbyt odpowiednie gdyż można tu mówić jedynie o prawdopodobieństwie przebycia pewnej odległości. Najlepiej posługiwać się pojęciem średniego zasięgu. Średni zasięg oznacza średnią odległość jaką przebywają fotony zanim ulegną oddziaływaniu i jest określony wzorem:

$$\bar{X} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} \mu dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} \mu dx} = \frac{1}{\mu} \quad (13)$$

gdzie:  $x$  – grubość absorbenta.

Jak widać, średni zasięg jest równy odwrotności liniowego współczynnika absorpcji. Zgodnie z 2.11 mamy ponadto:

$$X_{1/2} = \bar{X} \ln 2 = 0,693 \bar{X} \quad (14)$$

Analogicznie do  $\bar{X}$  można zinterpretować  $\bar{R}$  (średni zasięg masowy) i wtedy:

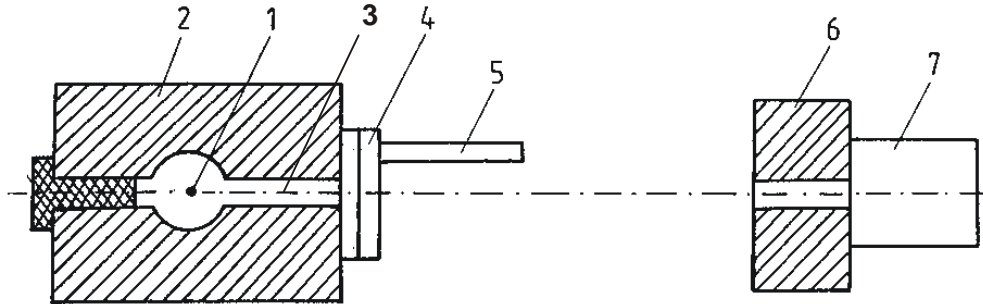
$$\bar{R} = \rho \bar{X} = \frac{1}{\mu_m} \quad (15)$$



### III. Część doświadczalna

Celem ćwiczenia jest wyznaczenie energii promieniowania  $\gamma$  pochodzącego ze źródła  $^{60}\text{Co}$  metodą absorpcji.

#### A. Schemat blokowy aparatury pomiarowej:



Rys. 2. Geometria układu pomiarowego.

1. źródło kwantów  $\gamma$  -  $^{60}\text{Co}$ ;
2. osłona źródła z otworem wylotowym;
3. otwór wylotowy;
4. płytki absorbenta;
5. pręt do podwieszania płytek absorbenta;
6. osłona licznika z otworem dla przepuszczania kwantów  $\gamma$ ;
7. licznik scyntylacyjny.

#### B. Wykonanie ćwiczenia

1. Po zapoznaniu się z układem pomiarowym w obecności prowadzącego ćwiczenie uruchomić układ elektroniczny. Należy zwrócić uwagę na geometrię układu. Licznik powinien stać tak, by osie symetrii otworu wylotowego w osłonie źródła i osłonie licznika leżały na jednej prostej, przy czym odległość otworu obudowy źródła od okenka licznika powinna wynosić 60 – 80 cm.
2. Zmierzyć tła licznika (w czasie  $t = 100\text{s}$ ). Pomiar tła powtórzyć kilkakrotnie w celu sprawdzenia poprawności pracy układu.
3. Przeprowadzić trzy serie pomiarowe absorpcji promieniowania dla trzech różnych rodzajów absorbentów. Czas pomiaru każdego punktu pomiarowego ustawić na  $100\text{s}$ . Grubość absorbentów zwiększać aż do uzyskania co najmniej czterokrotnego osłabienia natężenia pierwotnego promieniowania.
4. Wyniki pomiarów zebrać w tabelach pomiarowych, których wzory znajdują się poniżej.

Tabela nr 1 – pomiar tła.

t [s]	$N_t$	$u(N)$	$N_{sr}$	I	$u(I)$	$I_{sr}$	$u(I_{sr})$



## Pracownia Radioizotopowa

## Ćwiczenie 5

Tabela nr 2 – pomiar absorpcji

R [cm]	R [g/cm <sup>2</sup> ]	N	N <sup>2</sup> =N-N <sub>tła</sub>	I	I <sup>2</sup> =I-I <sub>tła</sub>	u(I')	lnI'	U(lnI')

### C. Opracowanie wyników

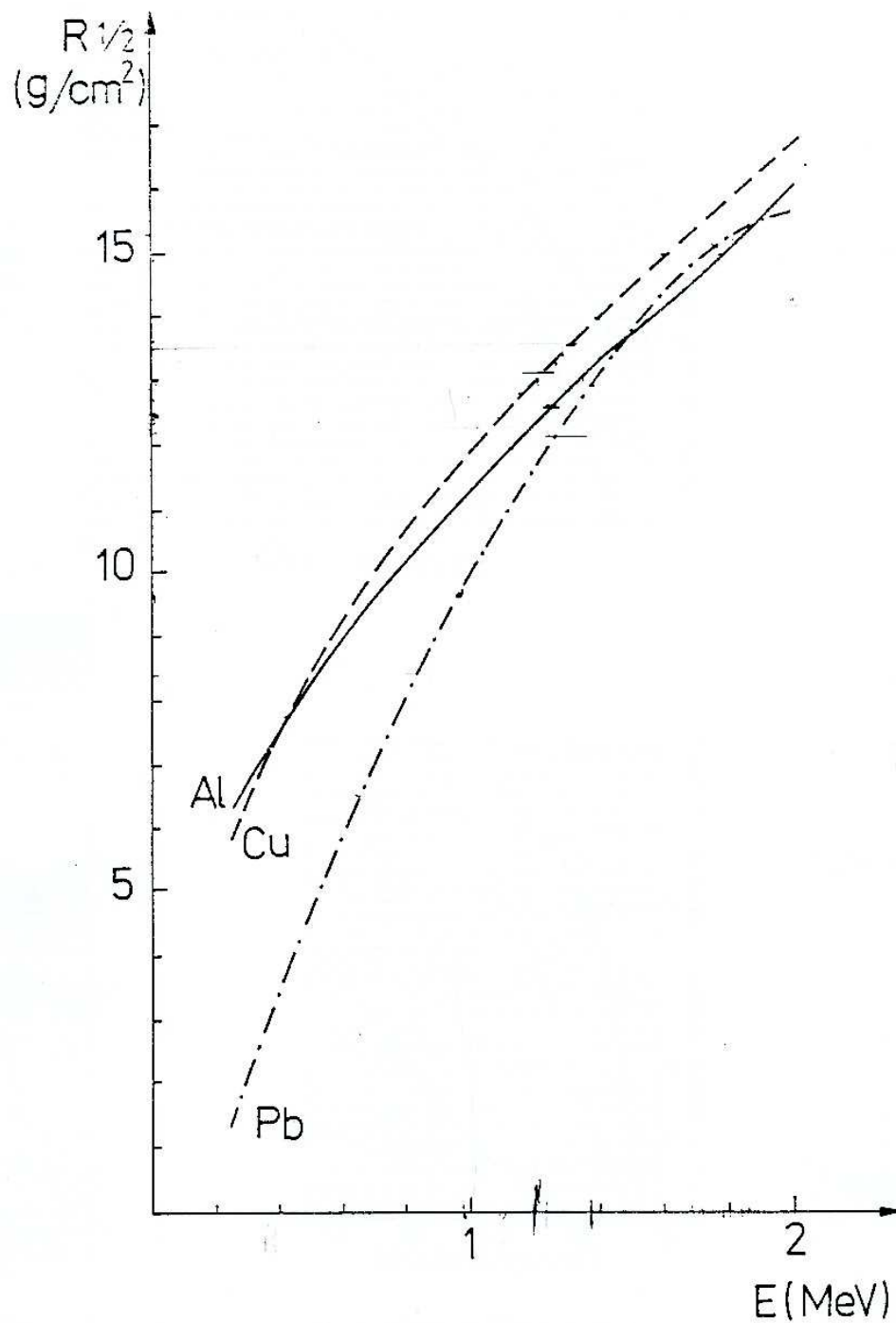
- Sporządzić wykresy uzyskanych wyników w skali półlogarytmicznej. Na osi rzędnych odłożyć  $\ln I(R)$ , na osi odciętych  $R[g/cm^2]$ . Wskazane byłoby naniesienie tych prostych na jeden wykres, w celu porównania właściwości absorpcyjnych poszczególnych próbek. Kształt krzywej wskaże rodzaj wiązki promieniowania  $\gamma$  oraz tryb dalszego opracowania wyników. Na wykres należy nanieść niepewność pomiaru oraz przedyskutować przyczyny jego powstania. Należy szczególnie pamiętać o poprawce na tło.
- Określić z wykresów grubość warstwy pochłaniania połowkowego  $R_{1/2}$  dla każdego rodzaju absorbenta.
- Posługując się odpowiednimi wykresami zależności między  $R_{1/2}$  a energią fotonów określić energię promieniowania dla każdego absorbenta oddzielnie (rys. 3).
- Znaleźć średnią wartość energii fotonów  $\gamma$  i porównać ją z wartościami katalogowymi energii fotonów  $\gamma$  emitowanych przez  $^{60}\text{Co}$ . Przedyskutować ewentualne rozbieżności.
- Wszystkie potrzebne do opracowania wyników wykresy i dane katalogowe są podane jako dodatek do instrukcji lub znajdują się u prowadzącego pracownię.

## IV. Literatura

- K. Małuszyńska, M. Przytuła, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Łódź 1969];
- T. Hilczer, „Ćwiczenia z fizyki jądrowej” [UAM, Poznań 1975];
- William J. Price, „Detekcja promieniowania jądrowego” [PWT, Warszawa 1960];
- Sz. Szczeniowski, cz. VI, „Fizyka doświadczalna. Fizyka jądra i cząstek elementarnych” [PWN, Warszawa 1974];
- A. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego” [PWN, Warszawa 1969];
- I. Kaplan, „Fizyka jądrowa” [PWN, Warszawa 1957];
- K. N. Muchin, „Doświadczalna fizyka jądrowa” t. 1 i 2 [Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1978];
- M. Subotowicz, „Metody doświadczalne w fizyce ciała stałego” [Wydawnictwo Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, Lublin 1976];
- J. M. Massalski, „Detekcja promieniowania jądrowego”, [PWN, Warszawa 1959];
- G. E. Pustawałow, „Fizyka atomowa i jądrowa”, [PWN, Warszawa 1975];
- J. Araminowicz, K. Małuszyńska i inni, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Warszawa 1974];
- H. Hart, E. Karstens, „Izotopy promieniotwórcze w zastosowaniu do pomiaru grubości” [PWT, Warszawa 1960];
- W. I. Goldanski, „Statystyka pomiarów przy rejestracji promieniowania jądrowego” [PWN, Warszawa 1963];



## V. Dodatki



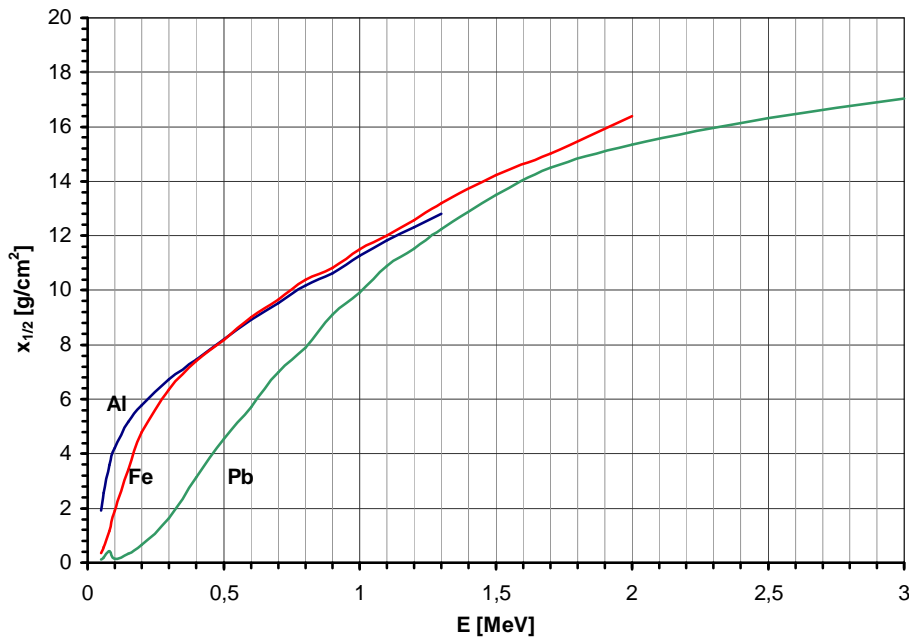
Rys. 3. Zależność między grubością warstwy pochłaniania połówkowego a energią fotonów.



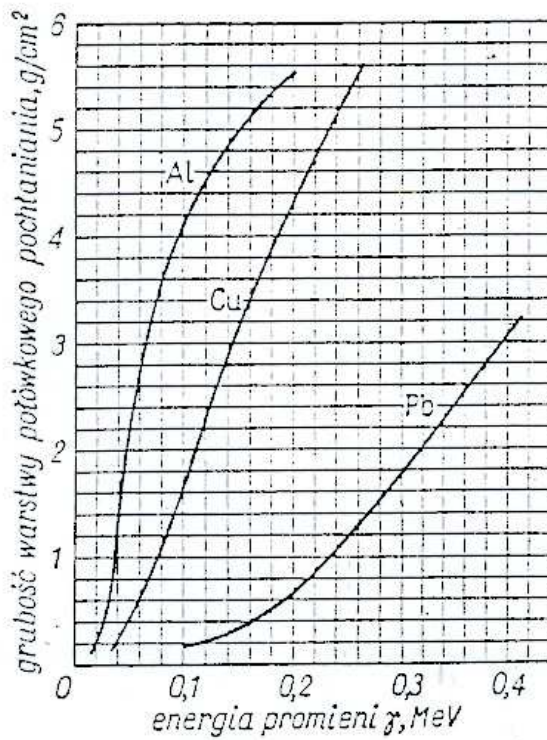


Pracownia Radioizotopowa

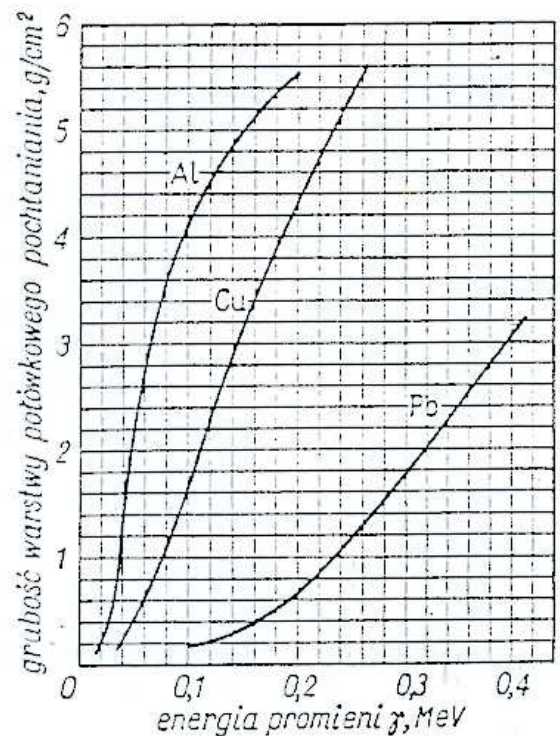
Ćwiczenie 5



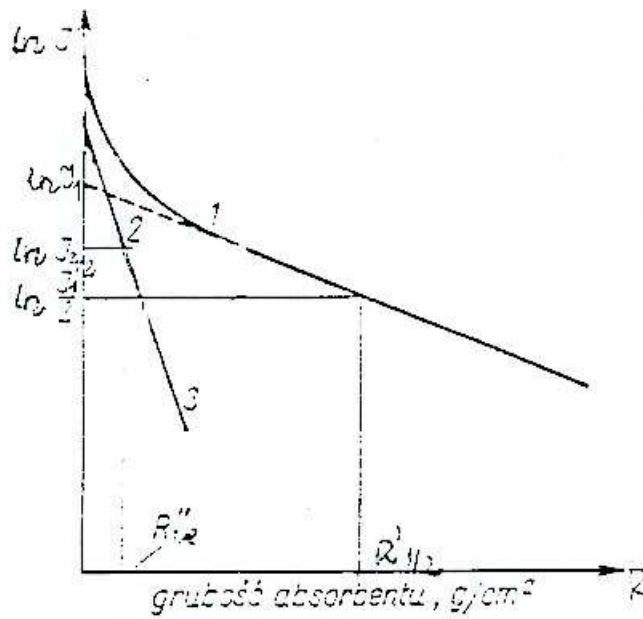
Rys. 4. Grubość warstwy połówkowej w zależności od energii promieniowania twardych kwantów gamma (do 3 MeV).



Rys. 5. Zależność grubości warstwy pochłaniania połówkowej od energii promieniowania dla kwantów  $\gamma$  średniej twardości (do 0,4 MeV).



Rys. 6. Zależność grubości warstwy pochłaniania połówkowej od energii promieniowania miękkich kwantów  $\gamma$ .



Rys. 7. Schematyczna krzywa absorpcji złożonego promieniowania  $\gamma$ .  
1 – krzywa rozpadu złożonego;  
2 – składowa twarda;  
3 – składowa miękka.