

Ćwiczenie nr 10a

Spektroskopia rentgenowska.

Badanie charakterystycznego promieniowania X dla Fe, Cu i Mo

Zagadnienia

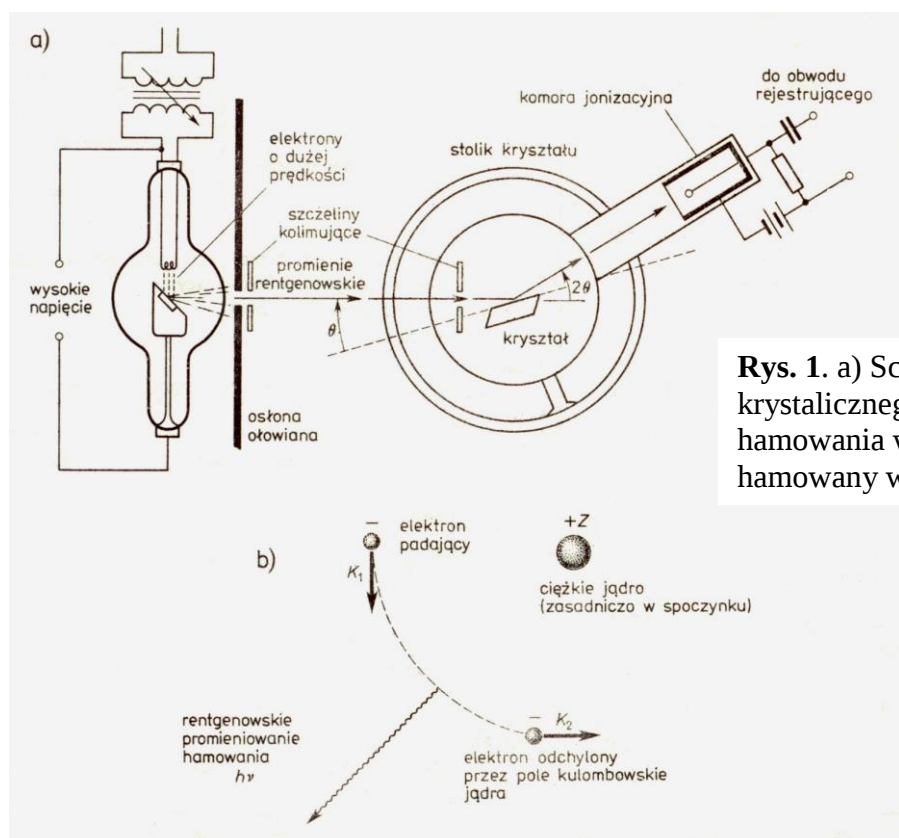
Zbadanie intensywności promieniowania X emitowanego przez Fe (Cu, Mo) przy maksymalnym napięciu i prądzie anodowym w funkcji kąta Bragga z użyciem monokryształów LiF i KBr jako analizatorów.

Wyznaczenie energii i częstotliwości linii charakterystycznych promieniowania X dla różnych materiałów anody i porównanie z diagramem energetycznym.

Sprawdzenie prawa Moseley'a i wyznaczenie stałej Rydberga i współczynnika ekranowania.

Wstęp teoretyczny

Promieniowanie X odkryte przez Roentgena (zwane również promieniowaniem rentgenowskim) jest promieniowaniem elektromagnetycznym o bardzo małej długości fali. Na Rys.1a przedstawiono schemat typowej lampy rentgenowskiej, w której elektrony emitowane z żarzonej katody przyspieszane są do dużych prędkości za pomocą różnicy potencjałów między katodą i anodą, a następnie zatrzymywane w wyniku zderzenia z anodą. W anodzie elektrony są hamowane wskutek oddziaływania z polem kulombowskim jąder materiału anody, jak to pokazano na Rys.1b. Hamujący elektron traci swą energię kinetyczną, która zostaje zużyta na wytworzenie fotonu. Promieniowanie wytworzone w wyniku hamowania zwane jest promieniowaniem hamownia – promieniowanie o widmie ciągłym.



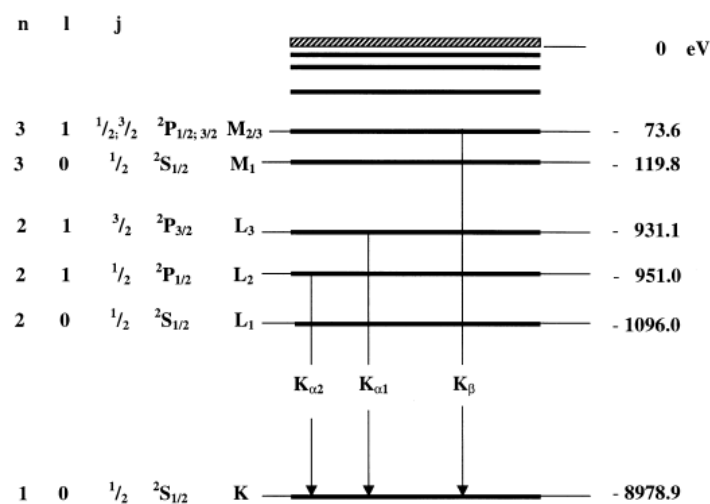
Rys. 1. a) Schemat spektrometru krystalicznego Bragga. b) Promieniowanie hamowania wytwarzane przez elektron hamowany w polu kulombowskim atomu.

Do ciągłego widma dodaje się promieniowanie X zwane promieniowaniem charakterystycznym, którego długość fali jest niezależna od napięcia anodowego a charakterystyczna dla materiału anody. Powstawanie promieniowania charakterystycznego można krótko opisać następująco: Uderzenie elektronu w jeden z atomów anody, może spowodować wybite elektronu będącego na powłoce np. K w tym atomie. W rezultacie powyższego atom zostaje zjonizowany, czyli powstaje wolne miejsce w powłoce atomowej, które z kolei może zostać wypełnione elektronem z wyższej powłoki. Taki przeskok elektronu (zmiana jego energii) powoduje emisję promieniowania X charakterystycznego dla danego atomu anody.

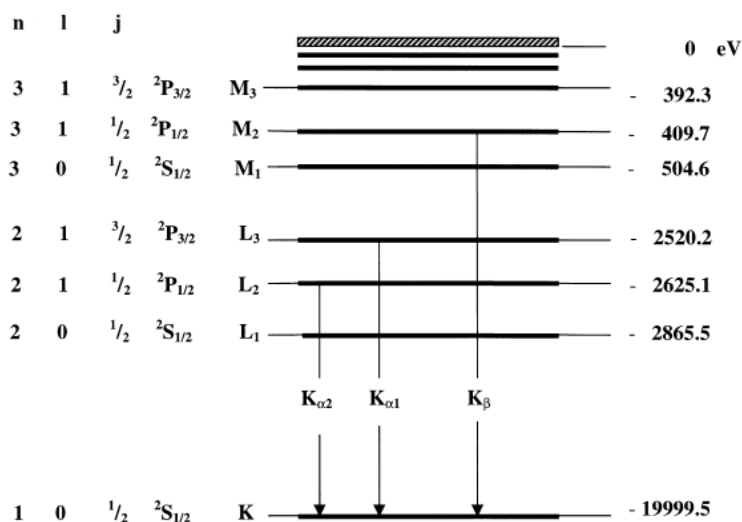
Na Rys.2 przedstawione są schematy poziomów energetycznych atomów Cu, Mo i Fe. Charakterystyczne promieniowanie X powstaje przy przejściu $L \rightarrow K$ (linie K_α) lub $M \rightarrow K$ (linie K_β). Ze względu na reguły wyboru przejścia $L_1 \rightarrow K$ i $M_1 \rightarrow K$ są zabronione.

Rys. 2

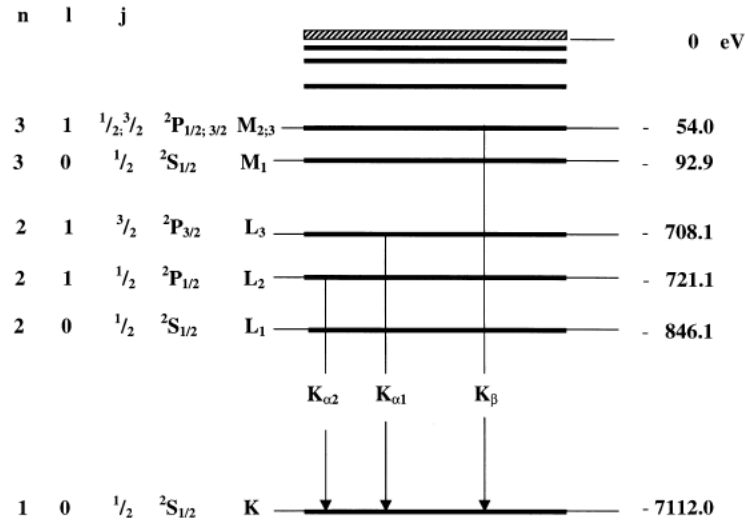
Poziomy energetyczne w miedzi (Cu, Z = 29)



Poziomy energetyczne w molibdenie (Mo, Z = 42)



Poziomy energetyczne w żelazie (Fe, $Z = 26$)



W przypadku lampy z anodą miedzianą oczekujemy, że linie promieniowania charakterystycznego będą miały energie:

$$\begin{aligned} E_{K\alpha^*} &= E_K - 0,5(E_{L2} + E_{L3}) = 8,038 \text{ keV} \\ E_{K\beta} &= E_K - E_{M2,3} = 8,905 \text{ keV} \end{aligned} \quad (1)$$

K $_{\alpha^*}$ oznacza wartość średnią linii K $_{\alpha 1}$ i K $_{\alpha 2}$.

Analiza polichromatycznego promieniowania X możliwa jest z zastosowaniem monokryształu. Gdy promieniowanie X o długości fali λ pada na monokryształ pod kątem ϑ (Rys. 3), interferencja konstruktywna zachodzi, gdy różnica dróg Δ promieni odbitych od różnych płaszczyzn atomowych kryształu jest wielokrotnością długości fali. Sytuację powyższą opisuje równanie Bragga:

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \quad (2)$$

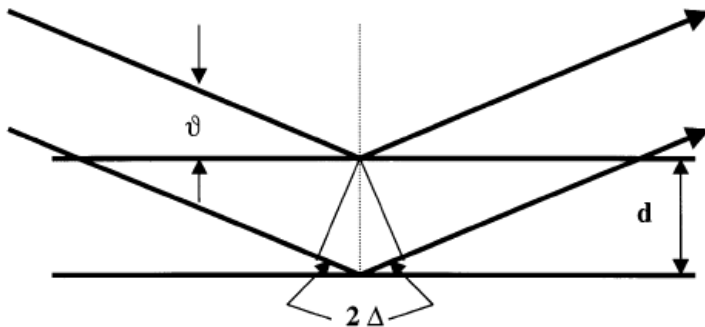
gdzie d jest odległością między płaszczyznami atomowymi, a n rzędem dyfrakcji.

Znając d i eksperymentalnie wyznaczając ϑ możemy wyznaczyć energię linii charakterystycznych promieniowania X:

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda}, \quad (3)$$

lub korzystając z równania (2)

$$E = \frac{nhc}{2d \sin \vartheta}. \quad (4)$$



Rys. 3. Rozpraszanie Bragga na płaszczyznach atomowych.

Energia wiązania elektronu na powłoce atomowej z główną liczbą kwantową n wynosi:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} (Z - \sigma)^2 \frac{1}{n^2}, \quad (5)$$

gdzie Z – liczba atomowa pierwiastka, σ – współczynnik ekranowania. Częstość wypromieniowanego fotonu wynosi więc

$$f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = f_R (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (6)$$

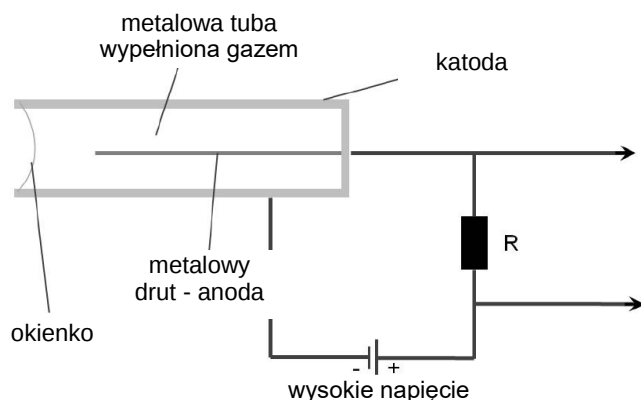
gdzie f_R jest częstością Rydberga i $f_R = R c$ (R – stała Rydberga). Gdy elektron przeskakuje z powłoki L ($n = 2$) na powłokę K ($n = 1$), to otrzymujemy promieniowanie K_α . Po podstawieniu $n_1 = 1$ i $n_2 = 2$ z powyższego równania dostajemy

$$\sqrt{f} = \frac{1}{2} \sqrt{3 f_R} (Z - \sigma). \quad (7)$$

Jeśli więc wykreślimy zależność $\sqrt{f}$ od liczby atomowej Z , dostaniemy linię prostą. Tę własność zaobserwował Moseley.

Do detekcji używany jest licznik Geigera-Müllera. Jest to urządzenie opracowane przez H. Geigera i W. Müllera w 1928 roku, służące do detekcji wysokoenergetycznego promieniowania. Zbudowany jest z rury metalowej (z aluminium) – Rys. 4, która stanowi elektrodę ujemną – katodę. Przez środek rury katody przebiega cienki drut stanowiący elektrodę dodatnią. Rura wypełniona jest mieszaniną gazów: ok. 90 % gazu szlachetnego (np. argonu) i ok. 10 % par alkoholu.

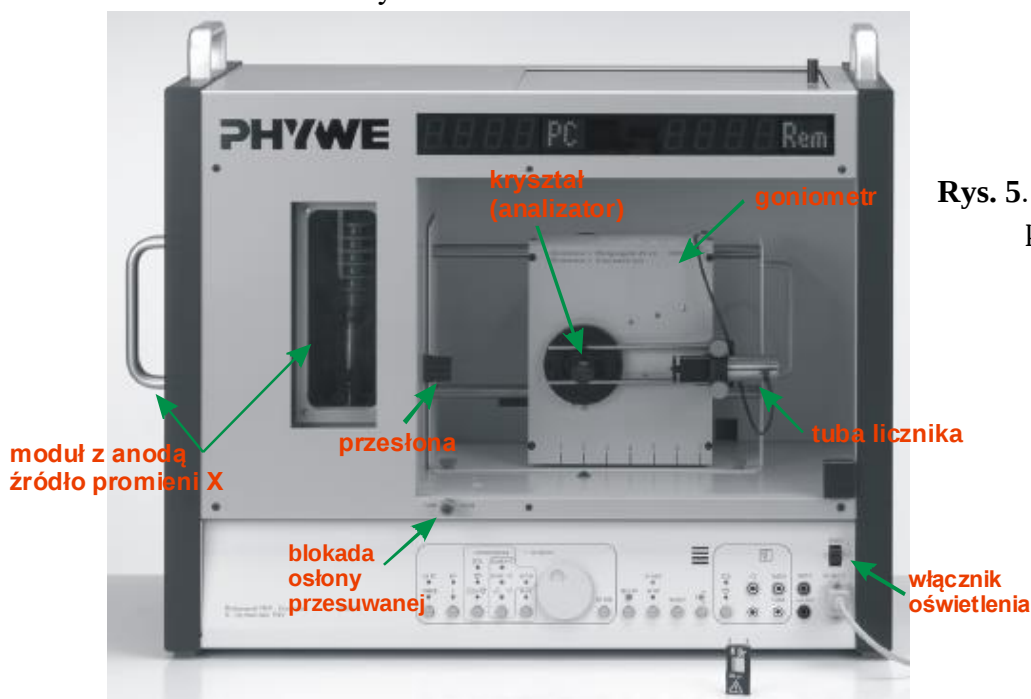
Kiedy promieniowanie X wpada do tuby jonizuje cząsteczki gazu wytwarzając dodatnio naładowane jony i swobodne elektrony. Poprzez przyłożone napięcie elektrony przyspieszane są w kierunku dodatnio spolaryzowanego drutu po drodze zyskując wystarczającą energię do jonizacji kolejnych cząsteczek gazu – zwielfokrotniając liczbę elektronów docierających do anody (drutu). Powoduje to przepływ prądu pomiędzy licznikiem (drutem) a tubą. Z wykorzystaniem opornika R można zamienić prąd na sygnał napięciowy. Sygnał napięciowy jest elektronicznie wzmacniany.



Rys. 4 Schemat licznika G-M.

Zadania do wykonania

1. Zmierzyć zależności intensywności I promieniowania X od kąta θ Bragga dla wszystkich lamp rentgenowskich (z anodami Cu, Mo i Fe) w zadanych przedziałach zmian kąta θ i dla obydwu monokryształów analizujących (LiF i KBr).
2. Odczytać z wykresów $I(\theta)$ położenie linii K_α i K_β dla wszystkich rzędów dyfrakcji dla różnych lamp rentgenowskich i analizatorów.
3. Korzystając z równania (4) wyznaczyć energie i częstości dla linii K_α i K_β dla wszystkich przypadków. Wyznaczyć wartości średnie. Przeprowadzić rachunek niepewności.
4. Dla linii K_α i K_β (osobno) wykreślić zależności $\sqrt{f}$ od liczby atomowej Z atomów anody. Korzystając z równania (7) (metodą regresji liniowej) wyznaczyć stałą Rydberga i współczynnik ekranowania osobno dla linii K_α i K_β . Obliczyć ich niepewności.
5. Porównać otrzymane wartości energii linii charakterystycznych i stałej Rydberga z wartościami tablicowymi.



Rys. 5. Urządzenie pomiarowe.

Parametry pomiarów (patrz Rys. 5):

Tuba licznika powinna się znajdować w pozycji skrajnie oddalonej.

Wspólne ustawienia programu *MEASURE*:

- czas zliczania (gate time) – 2s,
- krok (angle step) – $0,1^\circ$,
- napięcie anodowe (anode voltage) – 35 kV,
- prąd anodowy (anode current) – 1 mA.

- a) moduł z anodą Cu
- zamocować przesłonę na wyjściu promieniowania X:
 - o średnicy 1 mm dla kryształu LiF,
 - o średnicy 2 mm dla kryształu KBr,
 - ustawić goniometr w pozycji pośredniej (wskaźnik na pozycji 4)
 - ustawienia programu *MEASURE*:
 - zakres skanowania (scanning range): 3° - 55° dla LiF i 3° - 55° dla KBr,
- b) moduł z anodą Mo
- zamocować przesłonę o średnicy 1 mm na wyjściu promieniowania X
 - ustawić goniometr w pozycji pośredniej (wskaźnik na pozycji 4)
 - ustawienia programu *MEASURE*:
 - zakres skanowania (scanning range): 4° - 40° dla LiF,
- c) moduł z anodą Fe
- zamocować przesłonę o średnicy 2 mm na wyjściu promieniowania X
 - ustawić goniometr w pozycji skrajnie oddalonej (wskaźnik na pozycji 1)
 - ustawienia programu *MEASURE*:
 - zakres skanowania (scanning range): 4° - 80° dla LiF i 4° - 65° dla KBr.

UWAGA!

Nigdy nie wystawiać tuby licznika na bezpośrednie promieniowanie X (pozycji 0°, bez zamocowanego kryształu – analizatora).

Stale fizyczne

Masa elektronu –	$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Ładunek elementarny –	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Stała Plancka –	$h = 6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4,1357 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$
Stała dielektryczna –	$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ C}^2$
Prędkość światła –	$c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Odległość międzypłaszczyznowa dla LiF (100) –	$d = 2,014 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Odległość międzypłaszczyznowa dla KBr (100) –	$d = 3,290 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
	$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$

Literatura uzupełniająca

„Podstawy fizyki”, D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Tom V, rozdz. 41