



ĆWICZENIE 14a	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ Obserwacja efektu Comptona metodą spektroskopii jądrowej gamma
Data pomiaru:	
Imię i nazwisko:	
Imię i nazwisko:	

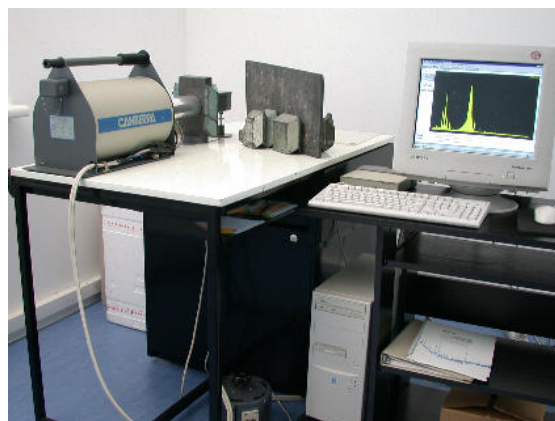
1. CEL ĆWICZENIA

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z detekcją promieniowania gamma przy pomocy detektora półprzewodnikowego, elementami spektroskopii jądrowej gamma oraz podstawowymi oddziaływaniami promieniowania γ z materią, w szczególności z efektem Comptona.

2. UKŁAD DOŚWIADCZALNY

Zestaw ćwiczeniowy (rys. 1) stanowią:

- detektor HPGe,
- system akwizycji danych oparty na wielokanałowym analizatorze amplitudy,
- źródła promieniotwórcze do kalibracji detektora oraz do pomiaru efektu Comptona.



Rys. 1

3. WSTĘP TEORETYCZNY

Wprowadzenie do efektu Comptona.

Odkryty w 1922 r. efekt Comptona jest jednym z ważniejszych efektów oddziaływania promieniowania X i gamma z materią. Efekt ten nie tylko wskazuje na istnienie własności korpuskularnych promieniowania elektromagnetycznego, lecz także na to, że elektrony w materii nie znajdują się w stanie spoczynku. Pełniejsza analiza rozpraszania pokazuje, iż elektrony podlegają szczególnym prawom statystyki Fermiego-Diraca, tj. statystyki obowiązującej dla cząstek o spinie $\frac{1}{2}$.

W oddziaływaniu fotonów z materią można wyróżnić trzy podstawowe procesy:

- oddziaływanie z elektronami atomów,
- oddziaływanie z jądrami atomów,
- oddziaływanie z polem elektrycznym otaczającym jądra i elektrony.

W wyniku tych oddziaływań fotony mogą zostać całkowicie zaabsorbowane lub rozproszone: sprężyste lub niesprężyste. Ostatecznie wyróżnia się następujące cztery efekty oddziaływania:

- efekt fotoelektryczny, w którym foton przekazuje całość swej energii elektronowi,
- rozpraszanie sprężyste Thomsona (na elektronach swobodnych lub luźno związanych) i Rayleigha (rozpraszanie spójne na elektronach związanych),
- rozpraszanie komptonowskie (niesprężyste, niespójne rozpraszanie na elektronach układu),

- tworzenie par elektron-pozyton (dla fotonów o energii większej od 1,02 MeV).

Przekroje czynne (pod tą nazwą można rozumieć wielkości charakteryzujące prawdopodobieństwo zajścia danego procesu) na poszczególne efekty są zależne od energii fotonu, zmieniają się także z liczbą atomową Z materiału. I tak, przekrój czynny na absorpcję związaną z efektem fotoelektrycznym zmienia się jak:

$$\sigma_{ph} = \text{const} \cdot Z^k / (h\nu)^n \quad (1)$$

gdzie k wynosi ok. 4 dla fotonów o energiach poniżej 100 keV, a wykładnik n maleje od ok. 3,5 do 1,0, gdy $h\nu$ rośnie od ok. 0,5 do 5 MeV. Zależność od częstotliwości jest komplikowana przez obecność tzw. krawędzi absorpcji, tj. skoków współczynnika pochłaniania przy pewnych charakterystycznych energiach.

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona pod kątem θ (a więc prawdopodobieństwo, że foton rozproszy się pod średnim kątem θ i w stożku o kącie bryłowym $d\Omega$) opisany jest następującą formułą:

$$\frac{d\sigma_m}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (2)$$

gdzie $r_0 = e^2/m_0c^2$ oznacza klasyczny promień elektronu ($2,818 \cdot 10^{-15}$ m). Przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigha otrzymujemy przez przemnożenie przekroju czynnego na rozpraszanie Thomsona przez kwadrat pewnego czynnika, $F(E, \theta)$, który uwzględni przestrzenny rozmiar chmury elektronowej w materii. Czynniki ten, scałkowany po wszystkich kątach jest proporcjonalny do liczby Z , tak więc przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste Rayleigha będzie proporcjonalny do Z^2 .

W rozpraszaniu Comptona kinematyką ruchu fotonów i elektronów biorących udział w rozpraszaniu rządzą prawa zachowania energii i pędu, przy czym pierwsze z nich powinno uwzględniać relatywistyczną zależność energii od pędu elektronu. W przybliżeniu nierelatywistycznym odpowiednie równania są następujące:

$$E_0 + \frac{p_0^2}{2m} = E + \frac{p^2}{2m} \quad (3)$$

$$\hbar \mathbf{k}_0 + \mathbf{p}_0 = \hbar \mathbf{k} + \mathbf{p}$$

gdzie E_0 i E oznaczają energie fotonu przed i po rozproszeniu, \mathbf{k}_0 i \mathbf{k} jego wektory falowe, \mathbf{p}_0 i \mathbf{p} zaś odnoszą się do pędów elektronów przed i po rozproszeniu (rys. 2a). Oznaczając przez $\Delta E = E_0 - E$ i $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}$ zmianę odpowiednio energii i wektora falowego fotonu, rozwiązanie powyższych równań jest następujące:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 (\Delta \mathbf{k})^2}{2m} + \frac{\hbar \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_0}{m} \quad (4)$$

Jak widać, zmiana energii fotonów w procesie rozpraszania jest silnie zależna od $\Delta \mathbf{k}$, a więc od kąta rozpraszania i początkowego pędu elektronu, a właściwie rzutu tego pędu na kierunek tzw. wektora rozpraszania, tj. wektora jednostkowego wzdłuż $\Delta \mathbf{k}$. Pierwszy wyraz po prawej stronie równania (4) opisuje przesunięcie energetyczne fotonu w wyniku rozproszenia. Drugi natomiast związany jest z początkowym pędem elektronu. Ponieważ elektrony w materii mają pewien rozkład pędów, prowadzi to do poszerzenia linii rozpraszania komptonowskiego. Kształt tej linii nosi nazwę *profilu komptonowskiego*. Położenie centrum linii (pierwszy wyraz w równaniu (4)) odpowiada energii fotonu rozproszonego:

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta)} \quad (5)$$

gdzie m – masa elektronu, c – prędkość światła.

Sam przekrój czynny na rozpraszanie, obliczony po raz pierwszy przez Kleina i Nishinę, charakteryzuje się stosunkowo złożoną zależnością od kąta rozpraszania. Ponieważ w rozpraszaniu komptonowskim każdy elektron rozprasza oddzielnie, całkowity przekrój czynny jest proporcjonalny do Z . Jest on też proporcjonalny do profilu komptonowskiego, którego postać matematyczna jest następująca:

$$J(q) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\vec{p}) d\vec{p}_x d\vec{p}_y \quad (6)$$

gdzie q oznacza składową z-ową pędu elektronów, a oś z wybrana jest wzdłuż wektora rozpraszania, tj. jednostkowego wektora równoległego do $\Delta\mathbf{k}$ – zmiany wektora falowego fotonu w procesie rozpraszania. Funkcja $\rho(\mathbf{p})$ opisuje rozkład gęstości pędów elektronów. Łatwo obliczyć, że jeśli mamy do czynienia z gazem elektronów, których energie zmieniają się od zera do energii maksymalnej, tzw. energii Fermiego, E_F , a pędy od $-p_F$ do $+p_F$, przy czym gęstość pędów jest stała w tym obszarze (przypadek temperatury zera bezwzględnego), to profil komptonowski jest parabolą:

$$J(q) \propto p_F^2 - q^2 \quad (7)$$

Stwierdzenie właśnie takiego kształtu profilu komptonowskiego było pierwszym potwierdzeniem, iż zachowaniem się elektronów rządzi statystyka Fermiego-Diraca, a nie Maxwella-Boltzmannna, jak w gazie klasycznych cząstek (wtedy otrzymalibyśmy kształt gaussowski).

Metody pomiaru widma energii.

Analizator wielokanałowy.

Do pomiaru energii promieniowania elektromagnetycznego stosujemy dwa rodzaje przyrządów:

- takie, gdzie promieniowanie elektromagnetyczne ulega dyfrakcji, wtedy miarą energii jest kąt ugięcia - urządzenie nazywane jest spektrometrem z dyspersją fali – rejestrowane jest promieniowanie ugięte pod określonym kątem;
- takie, gdzie mierzymy energię promieniowania przekazaną materiałowi detektora (najczęściej staramy się zapewnić całkowite zatrzymanie fotonu w danym detektorze). Miarą energii fotonu jest wielkość ładunku wytworzonego przez jonizację materiału detektora – urządzenie nazywane jest spektrometrem z dyspersją energii. Zaletą detektorów tego typu jest jednoczesny (jedno widmo) pomiar wszystkich fotonów z danego materiału.

Każdy system pomiarowy ma swoje parametry, od których zależy jakość (czyli dokładność) naszego pomiaru. Najważniejsze z nich to **mierzona energia, zdolność rozdzielcza, dyspersja i wydajność** detektora.

Typowy zakres **energii** detektora Si(Li) to dla pracy w powietrzu 2-80 keV, dla detektora HPGe o małej objętości 10-300 keV, detektory HPGe o dużej objętości – do 6 MeV. Ograniczeniem dla niskich energii jest pochłanianie i rozpraszanie kwantów γ w okienku przyrządu oraz w powietrzu obecnym pomiędzy źródłem promieniowania a detektorem, ograniczeniem dla większych energii jest grubość detektora – kwanty o większej energii nie są zatrzymywane w objętości detektora. Parametr ten zależy od materiału detektora oraz jego rozmiarów: grubości oraz powierzchni.

Zrozumiałe jest w takim razie także to, że **wydajność** detektora zależy od energii promieniowania, jakie mierzy. Jeśli jako N_γ oznaczymy liczbę kwantów o danej energii zarejestrowanych w naszym detektorze, a jako I całkowitą liczbę kwantów o danej energii emitowaną ze źródła wzorcowego, to wzór na wydajność przyjmuje postać $\varepsilon = N_\gamma/I$. Dla kryształu Si(Li) wydajność jest bliska 100% przy energiach 10-20 keV, ale wydajność spektrometru zależy też od wielu czynników geometrycznych. Dla kryształu HPGe wydajność dla energii powyżej 1 MeV spada do 0,01%.

Układ spektrometryczny (z dyspersją energii) składa się z dwóch części – właściwego detektora (detektora półprzewodnikowego lub sondy scyntylicyjnej) i tzw. traktu, czyli zestawu kilku przyrządów (tzw. „kostek”) elektronicznych, których zadaniem jest rejestracja, wzmocnienie oraz dalsza „obróbka” sygnału (impulsu) pochodzącego z detektora.

Celem pomiaru jest uzyskanie widma energii badanego promieniowania, czyli podanie liczby zarejestrowanych impulsów w funkcji wartości energii pochłoniętej w detektorze. Typowe widmo promieniowania wizualizowane w dowolny sposób to wykres (x,y), gdzie na osi X podana jest energia E mierzona w odpowiednich jednostkach, a na osi Y liczba impulsów $N(E)$ odpowiadającym kwantom o danej energii. Zanim jednak wynik pojedynczego pomiaru zostanie przeliczony na energię, umieszczany jest w jednej z „szufladek” zwanych kanałami. Zazwyczaj zależność zmierzonej energii od numeru kanału ma postać liniową $E = a + b \cdot k$, gdzie k jest numerem kanału. Energia zarejestrowanego fotonu E_f zostanie umieszczona w „szufladce” (kanale) o numerze $k = (E_f - a)/b$. Stałe a i b konkretnego przyrządu wyznaczamy mierząc standardowe źródła promieniowania o bardzo dobrze znanej energii.

Ponieważ proces przekazywania energii E_0 padającego kwantu czy cząstki do materiału detektora jest procesem dosyć skomplikowanym, zarejestrowane impulsy zajmują pewną liczbę kanałów z centrum w kanale odpowiadającemu energii E_f , tworząc tzw. „linię” lub „pik” w widmie. Przyjmu-

jemy, że linie widma mają kształt podobny do kształtu krzywej dzwonowej, zwanej rozkładem Gaussa.

Istotnym parametrem decydującym o jakości pomiaru jest **zdolność rozdzielcza** (D) naszego układu. Ten parametr to ilość kanałów, $n(E)$, odpowiadająca połowie wysokości pików (FWHM) - od angielskich słów, oznaczających szerokość linii zmierzona w połowie wysokości pików – Full Width at Half Maximum – dla danej energii promieniowania. Można się też odnieść do numeru kanału w maksimum pików $D_k = n(E)$. Parametr D możemy podawać w kanałach albo w jednostkach energii, zazwyczaj podawany jest w elektronowoltach dla energii fotonów emitowanych ze standardowych źródeł – dla półprzewodnikowych detektorów krzemowych linia standardowa to 5,9 keV z rozpadu izotopu ^{55}Mn , dla detektorów germanowych czy sond scyntylacyjnych liniami odniesienia są linie 1172 keV i 1333 keV z rozpadu ^{60}Co .

Zdolność rozdzielcza analizatora zależy zarówno od jakości detektora, jak i od jakości traktu („zły” trakt może zepsuć spektrometr z „dobrym” detektorem, a „bardzo dobry” trakt nie uratuje „złego” detektora). Najlepsza zdolność rozdzielcza krzemowych detektorów półprzewodnikowych wynosi ok. 120-140 eV dla energii z zakresu od 3 keV do 10 keV, czyli ok. 2% (140/7000).

Dobra **dyspersja** spektrometru polega na tym, że najmniejsza różnica energii dwóch pików pozwalających się wyraźnie oddzielić, ΔE , jest mała w porównaniu z ich energią E . Mierzona energia E mieści się w K kanałach o szerokości energetycznej E/K każdy. Najczęściej stosujemy 2^n kanałów, gdzie n ma wartości od 8 lub 9 do 15 lub 16, czyli nasze widmo mieści się w 512, 1024 itd. kanałach. W konkretnym pomiarze tak dobiera się wzmocnienie, aby badane linie zajmowały od kilku do kilkunastu kanałów.

Detektor z germanu wysokiej czystości (HPGe).

Gdy na kryształ ultraczystego germanu pada foton, oddziałuje on z kryształem w sposób opisany przez nas wcześniej. W szczególności, elektron wybity w efekcie fotoelektrycznym powoduje przenoszenie elektronów z pasma walencyjnego germanu do pasma przewodnictwa, w wyniku czego pojawia się na wyjściu detektora impuls napięciowy o wysokości proporcjonalnej do energii padającego fotonu. Obserwowana odpowiedź detektora na padający foton ma pewne rozmycie amplitudowe związane ze specyfiką detektora: w wielokanałowym analizatorze amplitudy rejestrujemy niemal gaussowski pik o pewnej szerokości, nazywany *fotopikiem*. Ponieważ każdy foton wpadający do detektora może w nim ulec rozpraszaniu komptonowskiemu, obserwować będziemy także pewien charakterystyczny rozkład amplitud mniejszych niż w fotopiku, co w sumie tworzy dość skomplikowany kształt odpowiedzi detektora na foton o danej energii. Niezależnie od obu wymienionych tu efektów należy pamiętać, że do „świecenia” pobudzone są również atomy germanu. Typowa energia linii fluorescencyjnej germanu wynosi ok. 11 keV. Jeśli detektor ma niewielką grubość, promieniowanie to ma szansę wydostania się z detektora i wówczas całkowita energia deponowana w detektorze jest pomniejszona właśnie o te 11 keV. Tak więc obok fotopiku obserwować powinniśmy tzw. pik ucieczki, ok. 11 keV poniżej energii fotopiku.

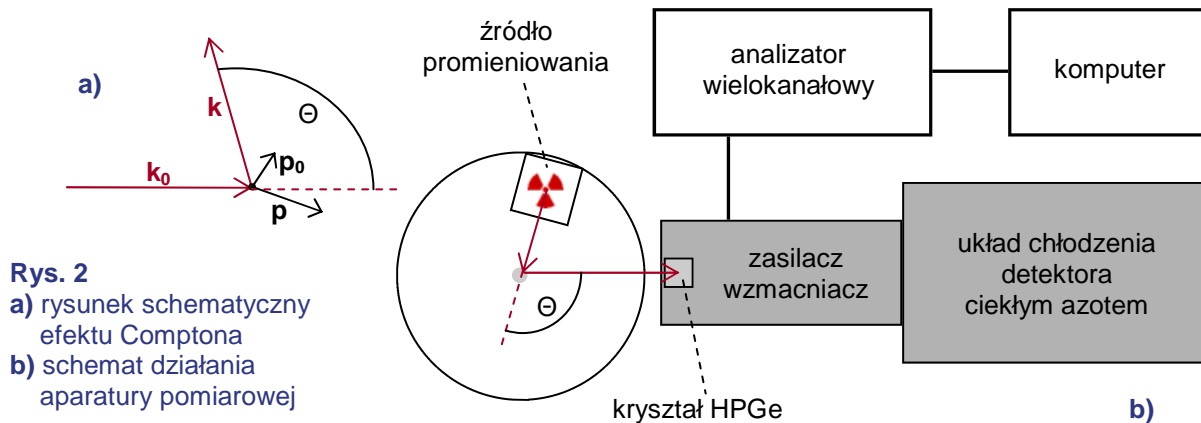
W zestawie doświadczalnym zasilacz wysokiego napięcia podawanego na detektor, wzmacniacz z układem kształtowania impulsu oraz przetwornik analogowo-cyfrowy i analizator amplitudy znajdują się w jednej obudowie. Całość jest sterowana odpowiednim programem komputerowym.

Szerokość połówkowa fotopiku, FWHM, uznawana jest za miarę zdolności rozdzielczej detektora wraz z układem akwizycji danych. Szerokość ta dana jest równaniem:

$$\delta E = \sqrt{R^2(d) + R^2(e)} \quad (8)$$

gdzie $R(d)$ oznacza zdolność rozdzielczą samego detektora, $R(e)$ zaś – wkład elektroniki do całkowitej zdolności rozdzielczej δE . Niestety, $R(d)$ ma ograniczenie od dołu, związane z procesami fizycznymi decydującymi o odpowiedzi detektora. Elektron odrzutu powstający w wyniku oddziaływania fotoelektrycznego traci swoją energię na jonizację germanu. Aby wytworzyć jedną parę elektron-dziura potrzebna jest energia 2,95 eV, tak więc elektron o energii 295 keV wytworzy 100 000 takich par. Proces ten ma naturę statystyczną, w związku z czym liczba ta fluktuuje z charakterystyczną szerokością rozrzutu statystycznego proporcjonalną do pierwiastka z liczby wytwarzanych par, a więc i pierwiastka z energii. Ostatecznie, z dobrym przybliżeniem

$$R(d) = 1,35\sqrt{E} \quad (9)$$



gdzie E i $R(d)$ wyrażone są w elektronowoltach. Tak więc dla energii fotonów 90 keV zdolność rozdzielcza detektora nie może być lepsza niż 405 eV. Ponieważ w obserwacjach profili komptonowskich zależy nam na uzyskaniu jak najlepszej zdolności rozdzielczej, a ta może zależeć od używanego na wyjściu z detektora wzmocnienia oraz parametrów kształtujących impuls, trzeba było by też zbadać zależność zdolności rozdzielczej od wzmocnienia. Choć jest to sprawa intrygująca, nie będziemy – ze względów czasowych – tego robili.

4. PRZEBIEG DOŚWIADCZENIA

☠ UWAGA: wszelkie operacje ze źródłami promieniowania przeprowadza obsługa laboratorium!

A) Włączyć zasilanie analizatora wielokanałowego InSpector 2000 przyciskiem po lewej stronie obudowy. Sprawdzić, czy na obudowie detektora świeci się dioda przy napisie „COLD” oznaczająca właściwą temperaturę pracy detektora.

B) Włączyć komputer i po zalogowaniu się uruchomić program "Gamma Acquisition & Analysis". W programie wybrać z menu polecenie „File”→„Open Datasource”, a w otwartym okienku wybrać „Source: Detector” i otworzyć źródło danych „LEGE_16K” (czyli analizator wielokanałowy).

C) Wybrać polecenie „MCA”→„Adjust” i w otwartym okienku przejść do zakładki „HVPS”. Sprawdzić ustawienie napięcia polaryzacji detektora: „Voltage: ¹”. Zaznaczyć „Status: On” i poczekać, aż napis „WAIT” w lewym górnym rogu okienka zniknie. W tym momencie napięcie będzie już przyłożone do detektora.

D) W tym samym okienku wybrać zakładkę „Gain” i sprawdzić ustawienia: „Coarse gain: ”, „Fine Gain: ”, „S-Fine Gain: ”. Po sprawdzeniu zamknąć okienko.

☠ E) Na stoliku obrotowym umieścić źródło promieniowania - ameryk-241, który wysyła kwanty γ o energii 59,6 keV - w postaci pierścienia z ołowianą osłoną. Założyć pokrywę górną stolika i wstawić dodatkową przesłonę ołowianą z gruszkowatym otworem. Przesłona ta ma za zadanie przepuszczać jedynie te promieniowanie ze źródła, które odbija się pod odpowiednim kątem i trafia do detektora. W środku stolika umieszczamy aluminiowy walec, w którym zachodzi będzie to odbicie.

F) W programie analizatora wybrać polecenie „MCA”→„Acquire Setup”, ustawić czas żywy pomiaru („Live Time”) na s, sprawdzić ustawienie „Input Size: ” i zatwierdzić wszystko przyciskiem „OK”.

G) Ustawić stół w pozycji startowej, tzn. dla wartości kąta odbicia θ równej 180° .
Uwaga: nie należy obracać stolika ręcznie! W razie kłopotów z jego obsługą należy poprosić o pomoc prowadzącego ćwiczenie! Do obsługi obrotowego stolika pomiarowego służy pokrętko zdalnego

¹ szczegółowe ustawienia aparatury podane zostaną w trakcie wykonywania ćwiczenia

sterowania wraz z odczytem pozycji. Możliwie jest ustawianie wartości kąta rozpraszania w obrębie zakresu od 30° do 180° , przy czym dla kątów 160° i 170° pomiar promieniowania rozproszonego jest niemożliwy ze względu na budowę stolika. Uwaga: nie przekraczać dozwolonego zakresu kątów! Aktualną pozycję stolika można odczytać z wyświetlacza umieszczonego obok pokrętki. Wyświetlacz ten wskazuje wartość kąta rozpraszania z dokładnością do 2° .


H) Wyczyścić dane pomiarowe w programie analizatora przyciskiem „Clear” i uruchomić pomiar przyciskiem „Start” na panelu po lewej stronie ekranu.

I) Po zakończeniu pomiaru wcisnąć przycisk „Expand On” i powiększyć obszar z zarejestrowanym pikiem (maksimum) charakterystycznego promieniowania ^{241}Am o energii $59,6\text{ keV}$ (najbardziej po prawej stronie wykresu).

J) Przyciskami „Prev” i „Next” na dole ekranu zmienić zakładkę „Time Info” na „Marker Info”. Przesuwając markery (lewy i prawy) na wykresie i jego powiększeniu otoczyć nimi pik $59,6\text{ keV}$. Odczytać wartości „Centroid” (w postaci ‘kanał : energia’) i „FWHM” (‘energia’) i zapisać ich wartości w tabeli jako odpowiednio energię fotonu γ E_0 i niepewność pomiarową tej energii δE_0 .

K) Zaznaczyć markerami maksimum leżące najbliżej po lewej od wcześniej zmierzonego. Jest to pik promieniowania rozproszonego na aluminiowej próbce. Ponownie odczytać wartości „Centroid” i „FWHM” i zapisać je w tabeli jako E' oraz $\delta E'$. Zanotować także orientacyjną wysokość tego piku.

L) Powtórzyć czynności z punktów H-K dla przynajmniej czterech innych wartości kąta θ z zakresu 30° - 150° za każdym razem zapisując wartości θ , E_0 i E' .

 **M)** Po zakończeniu pomiarów usunąć i zabezpieczyć źródło promieniowania.

N) Przekształcić wzór (5) w ten sposób, by najbardziej przypominał równanie prostej $y=ax+b$, gdzie y powinien zależeć od energii E' , x od kąta θ , zaś współczynniki a i b powinny być od tych zmiennych niezależne.

O) Uzupełnić tabelę o wartości x i y oraz ich niepewności pomiarowych, a następnie wykonać wykres zależności $y=f(x)$ na papierze milimetrowym. Do wykonanego wykresu dopasować prostą i odczytać wartości współczynników a i b . Jakie stałe fizyczne można obliczyć znając te wartości?

P) Przeanalizować przebieg wykresu $y=f(x)$. Co pozwala on sądzić na temat zjawiska rozpraszania komptonowskiego? Przedyskutować także kształt maksimum w widmie rozproszonego promieniowania. O jakich właściwościach materii może on świadczyć?

Q) Po zakończeniu wykonywania ćwiczenia wyłączyć napięcie zasilające detektor. W tym celu wybrać polecenie „MCA”→„Adjust” i przejść do zakładki „HVPS”. Zaznaczyć „Status: Off” i poczekać, aż napis „WAIT” w lewym górnym rogu okienka zniknie. Wtedy można wyłączyć zasilanie analizatora InSpector 2000, zasilanie stolika obrotowego oraz zamknąć wszystkie programy i wyłączyć komputer.

