



Szkoła z przyszłością

szkolenie współfinansowane przez Unię Europejską
w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego



Narodowe Centrum Badań Jądrowych, ul. Andrzeja Sołtana 7, 05-400 Otwock-Świerk

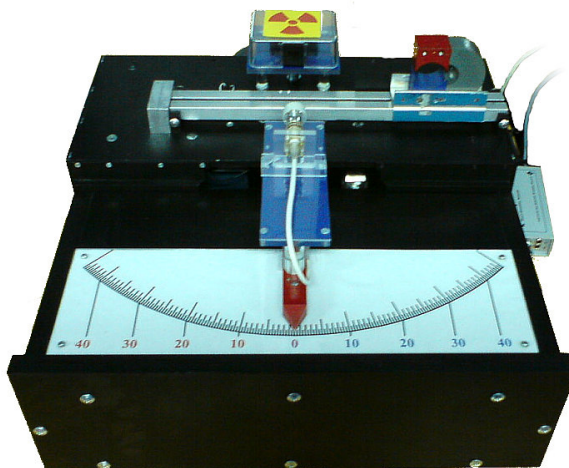
ĆWICZENIE	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ
15	Oddziaływanie cząstek β z polem magnetycznym
Data pomiaru:	
Imię i nazwisko studenta/ ucznia:	
Wydział, kierunek, rok studiów/ Szkoła:	

1. CEL ĆWICZENIA

Celem ćwiczenia jest zbadanie zachowania cząstek beta emitowanych ze źródła $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ w polu magnetycznym z uwzględnieniem efektów relatywistycznych.

2. UKŁAD DOŚWIADCZALNY

Wygląd stolika ze źródłem promieniowania, ruchomym detektorem i magnesem, użytego w doświadczeniu przedstawiono na rysunku 1, a schemat całej aparatury – na rysunku 3. Dane aparatury zasilającej znajdują się w dalszej części opisu ćwiczenia. Dane o źródle promieniowania β umieszczono w ramce.

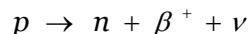
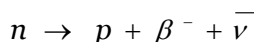


Rys. 1. Stolik z ruchomym ramieniem do badania odchylenia cząstek β w polu magnetycznym

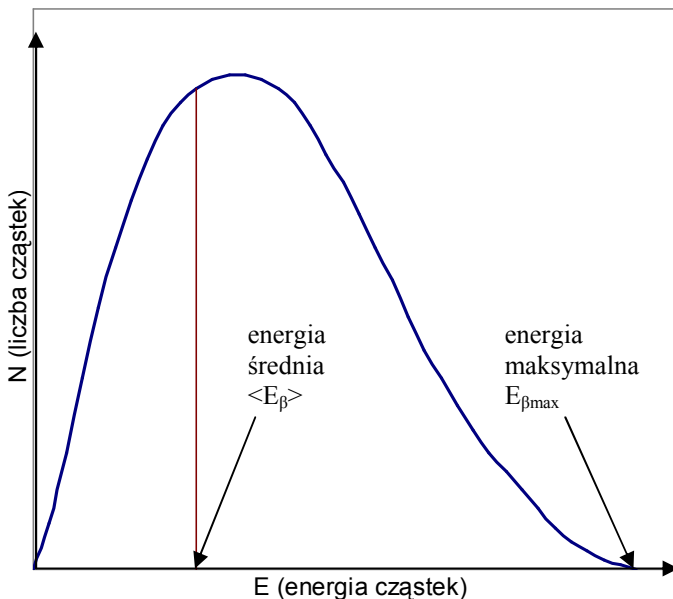
3. WSTĘP TEORETYCZNY

1. Powstawanie promieniowania β

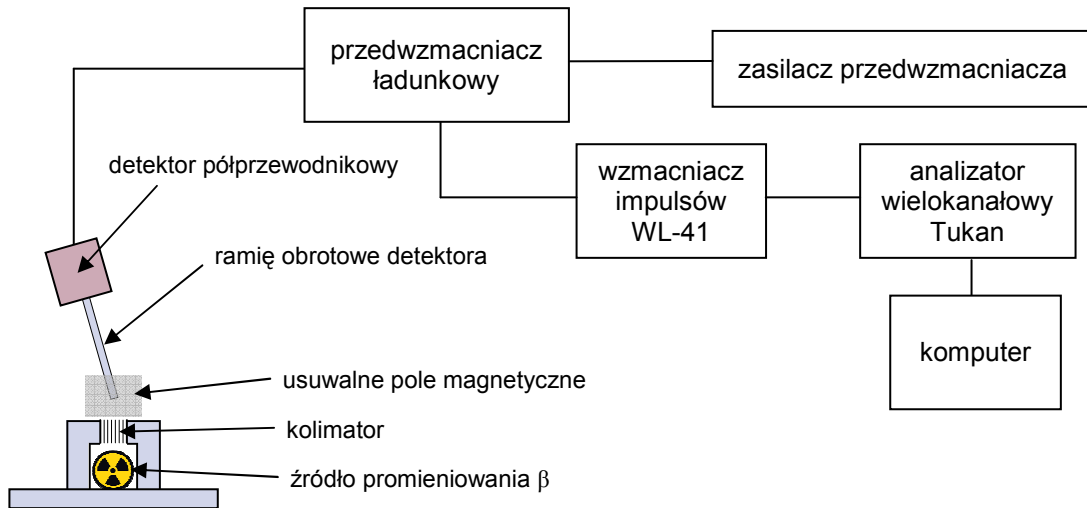
Cząstki β to elektrony, które powstają wskutek reakcji jądrowych zwanych rozpadami β . W jądrach atomowych następują wtedy przemiany struktury. Rozpad β^- to taki, w którym neutron rozpada się na proton, elektron i antyneutrino elektronowe. Rozpad β^+ odpowiada sytuacji, gdy proton rozpada się na neutron, pozyton i neutrino elektronowe.



Ponieważ rozpad β jest rozpadem trójciałowym, energia wydzielona w jego wyniku zostaje nierówno rozdzielona na wszystkie trzy ciała. Ener-



Rys. 2. Typowe widmo promieniowania β



Rys. 3. Schemat aparatury użytej w doświadczeniu

gia cząstek β może zatem wynosić od zera aż do maksymalnej energii dostępnej w rozpadzie. Rysunek 2 pokazuje typowy kształt widma energetycznego rozpadu β . Chcąc scharakteryzować energię widma podaje się energię maksymalną albo energię średnią (równą około 1/3 wartości energii maksymalnej). W wypadku elektronów przyspieszanych w akceleratorze możemy uzyskiwać elektrony o jednej, zadanej wartości energii, zwanych monoenergetycznymi. Ich widmo ma kształt pojedynczego wąskiego piksu.

2. Zachowanie promieniowania β w polu magnetycznym

Mówiąc o promieniowaniu β myślimy o strumieniach elektronów lub pozytonów. Są to cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym, zatem w polu magnetycznym działa na nie siła Lorentza prostopadła do wektora ich prędkości i wektora indukcji tego pola.

Wzór na siłę działającą na cząstkę można zapisać w postaci wektorowej:

$$(1) \quad \vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

gdzie q to ładunek cząstki, v to jej prędkość, B to indukcja zewnętrznego pola magnetycznego, zaś symbol $\times$ oznacza iloczyn wektorowy.

Wartość siły Lorentza można zatem wyrazić wzorem skalarnym:

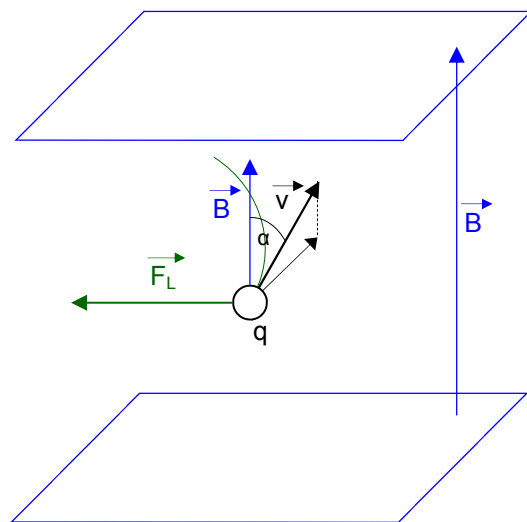
$$(2) \quad F_L = qvB \sin \alpha$$

gdzie α to kąt pomiędzy wektorami prędkości i indukcji pola magnetycznego. Gdy cząstki β poruszają się dokładnie prostopadle do wektora indukcji magnetycznej, siła Lorentza osiąga wartość maksymalną. W takim przypadku tor cząstek ma kształt łuku okręgu, a siła Lorentza ma charakter siły dośrodkowej, którą można wyrazić wzorem:

$$(3) \quad F_d = mv^2/r$$

gdzie m to masa cząstki, v to jej prędkość, zaś r to promień okręgu, po którym porusza się cząstka.

Ze względu na to, że cząstki β emitowane przez źródła promieniotwórcze mogą osiągać energie rzędu MeV (milionów elektronowoltów) i prędkości zbliżone do prędkości światła w próżni, należy wziąć pod uwagę występujące efekty relatywistyczne. Można to zrobić przyjmując, że masa cząstki m w powyższym wzorze jest masą relatywistyczną:



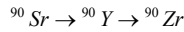
Rys. 4. Działanie siły Lorentza na cząstkę naładowaną elektrycznie



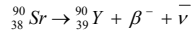
DANE O ŹRÓDLE PROMIENIOTWÓRCZYM

$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$

Rozpad promieniotwórczy β^- polega na emisji z jądra atomowego danego izotopu elektronu β^- oraz antyneutrino $\bar{\nu}$. Źródłem promieniowania β^- jest w naszym ćwiczeniu sukcesywny rozpad izotopów strontu i itru:

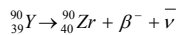


Dla rozpadu:



$T_{1/2} = 28,64$ lat. Wynikiem spełnienia prawa zachowania energii i prawa zachowania pędu dla trzech ciał – w tym przypadku są to: jądro atomowe ^{90}Y , elektron β^- i antyneutrino $\bar{\nu}$ – jest ciągłe widmo energetyczne elektronów, kończące się na energii $E_{\beta\text{max}} = 0,546$ MeV, wynikającej z różnicy mas jądra wyjściowego ^{90}Sr i jądra końcowego ^{90}Y . Dla rozpadu ^{90}Sr $E_{\beta} \leq 0,546$ MeV, a energia średnia $\langle E_{\beta} \rangle = 0,196$ MeV.

Jądro ^{90}Y jest również promieniotwórcze:



Dla tego rozpadu $T_{1/2} = 64,1$ godz., $E_{\beta} \leq 2,282$ MeV, a energia średnia $\langle E_{\beta} \rangle = 0,934$ MeV.

Widmo ciągłe promieniowania β^- z rozpadu ^{90}Sr

Energia elektronów beta [keV]	%
0 – 10	2,88
10 – 20	2,84
20 – 40	5,6
40 – 100	16,5
100 – 300	49,2
300 – 546	23,0

Widmo ciągłe promieniowania β^- z rozpadu ^{90}Y

Energia elektronów beta [keV]	%
0 – 10	0,337
10 – 20	0,344
20 – 40	0,71
40 – 100	2,29
100 – 300	9,4
300 – 600	17,5
600 – 1300	42,5
1300 – 2282	26,9

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (4)$$

gdzie m_0 to masa spoczynkowa cząstki, a c to prędkość światła w próżni.

Porównując wzory na maksymalną siłę Lorentza i siłę dośrodkową uzyskujemy:

$$qvB = \frac{m_0 v^2}{r \sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (5)$$

skąd po przekształceniach możemy znaleźć wzór na prędkość cząstki poruszającej się po okręgu o promieniu r w znanym polu magnetycznym B :

$$v = \frac{qBr}{\sqrt{m_0^2 + \left(\frac{qBr}{c}\right)^2}} \quad (6)$$

Znając prędkość cząstki można obliczyć jej energię kinetyczną, która w ujęciu relatywistycznym jest różnicą pomiędzy energią całkowitą (mc^2) a spoczynkową (m_0c^2) cząstki i wyraża się wzorem:

$$E_k = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) \quad (7)$$

Przekształcając te równanie można znaleźć także relację odwrotną, czyli wyznaczyć prędkość cząstki poruszającej się z energią kinetyczną E_k :

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{m_0c^2}{E_k + m_0c^2} \right)^2} \quad (8)$$

Można też wyznaczyć zależność promienia r od energii kinetycznej E_k uwzględniając pęd cząstki $p = mv$. Porównując wzory 2 i 3 otrzymujemy zależność:

$$\begin{aligned} F_L &= qvB = mv^2/r = F_d \\ qB &= mv/r = p/r \\ r &= p/qB = pc/qBc \end{aligned}$$

Znając zależność relatywistyczną pędu p od energii całkowitej E i spoczynkowej m_0c^2 :

$$E^2 = (m_0c^2)^2 + (pc)^2 \quad (9)$$

i wiedząc równocześnie, że:

$$E = E_k + m_0c^2$$

możemy wyznaczyć wzór na wielkość pc :

$$\begin{aligned} (m_0c^2)^2 + (pc)^2 &= (E_k + m_0c^2)^2 \\ (m_0c^2)^2 + (pc)^2 &= E_k^2 + 2E_k m_0c^2 + (m_0c^2)^2 \\ pc &= \sqrt{E_k^2 + 2E_k m_0c^2} \end{aligned}$$

który podstawimy do wzoru na promień r otrzymując:

$$r = \frac{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_0c^2}}{qBc} \quad (10)$$

3. Odchylenie cząstek β w układzie pomiarowym.

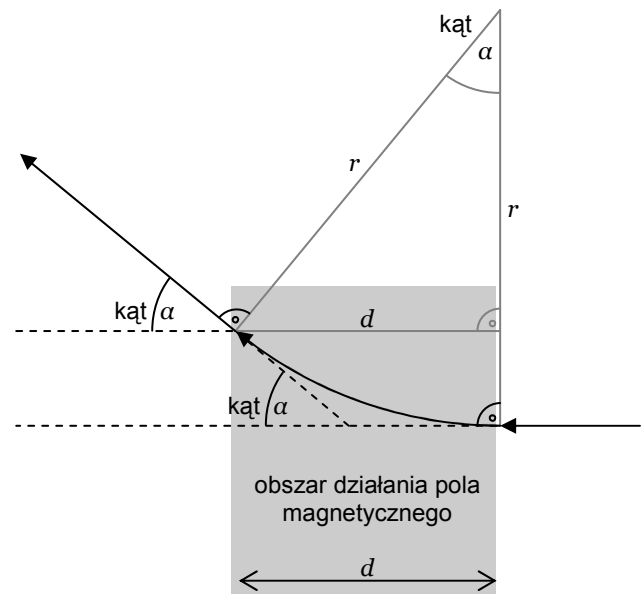
Skolimowana wiązka promieniowania β natrafiając na pole magnetyczne ulega odchyleniu o pewien kąt, którego zależność od promienia łuku skreślenia można wyznaczyć znając geometrię układu użytego w ćwiczeniu. Ilustruje to rysunek 5.

Cząstki wpadające w pole magnetyczne z prawej strony na rysunku lecą najpierw po linii prostej, po czym skracają po łuku okręgu w obszarze działania pola magnetycznego o indukcji $B = 0,038$ T. Obszar ten ma grubość $d = 25$ mm. (Niepewność pomiaru obu tych wielkości można oszacować na ok. 10% ze względu na rozmiary i możliwą niejednorodność pola.) Wylatując z obszaru działania pola magnetycznego cząstka znowu zaczyna poruszać się po linii prostej, ale leci w innym kierunku. Kąt α pomiędzy kierunkiem pierwotnym a odchylonym zależy od długości i promienia łuku, jaki zakreśla cząstka w obszarze działania pola. Jak widać z rysunku, ze względu na podobieństwo trójkątów, zależność tą można opisać prostym trygonometrycznym wzorem:

$$d = r \cdot \sin \alpha \quad (11)$$

Ponieważ w ćwiczeniu można zmierzyć kąt odchylenia toru cząstek, a odległość d jest dana, możemy zatem wyznaczyć promień r .

W rzeczywistości zachowanie się cząstek β jest dużo bardziej skomplikowane, co może mieć wpływ na uzyskane wyniki. Na kształt toru cząstek mogą mieć wpływ takie warunki jak:



Rys. 5. Odchylenie toru cząstek β w układzie pomiarowym (widok z góry).

- niejednorodność pola magnetycznego,
- ograniczona skuteczność kolimatora,
- rozpraszanie na elementach układu i w powietrzu,
- ziemskie pole magnetyczne itp.

W praktyce wpływ ten jest często pomijalnie mały, np. wartość indukcji ziemskiego pola magnetycznego wynosi ok. 20 μT , co stanowi mniej niż 0,1% wartości pola używanego w doświadczeniu. Należy jednak zachować świadomość występowania tych czynników i sprawdzać, czy faktycznie można je pominąć.

Pomiar kąta może być obarczony dodatkowym błędem ze względu na niedoskonałość aparatury. Ramię, na którym obraca się detektor, umieszczone jest na osi pokrywającej się ze środkiem pola magnetycznego wytworzonego przez magnes stały. Jak można łatwo zauważyć, nie zawsze przedłużenie toru odchylonych cząstek przechodzi przez tę oś, jednak w praktyce różnice występujące dla zakresu kątów przyjętego w ćwiczeniu są minimalne i nie wpływają znacząco na wynik.

4. Detekcja promieniowania β

Do detekcji promieniowania β w ćwiczeniu służy detektor półprzewodnikowy, w którym w wyniku depozycji energii padającej cząstki powstaje ładunek elektryczny proporcjonalny do tej energii.

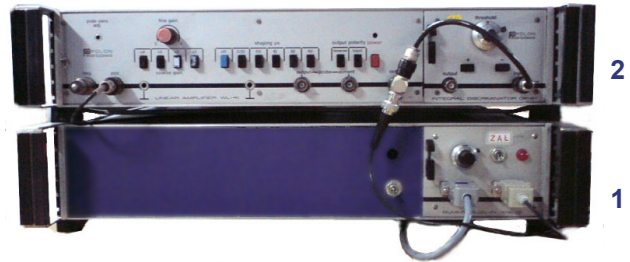
Powstały impuls elektryczny wzmacniany jest przez przedwzmacniacz ładunkowy, a następnie przez liniowy wzmacniacz impulsowy. Wzmocniony impuls podany na wejście analizatora wielokanałowego jest rejestrowany w jego pamięci, skąd dane o impulsach zebranych w różnych kanałach można odczytać przy użyciu komputera. Numer kanału odpowiada wielkości impulsu.

Rejestrowana jest zatem zarówno liczba cząstek padających na powierzchnię detektora, jak i ich energia. Widmo energetyczne promieniowania β docierającego do detektora można obejrzeć na ekranie komputera i poddać analizie numerycznej.

4. PRZEBIEG DOŚWIADCZENIA

A) Przed włączeniem zasilania sprawdzić i ewentualnie skorygować ustawienie elementów regulacyjnych w aparaturze elektronicznej (rys. 6):

- w zasilaczu przedwzmacniacza: w okienku „0”, na precyzerze „00”, co zeruje napięcie polaryzacji,
- we wzmacniaczu impulsów WL-41:
 - wzmocnienie „FINE GAIN”: ☐¹,
 - wzmocnienie „COARSE GAIN”: μ s,
 - polaryzacja wyjścia („OUTPUT POLARITY”): ujemna (przycisk „REVERSE” wciśnięty), jednobiegunowa (przycisk „BIPOL” wciśnięty).



Rys. 6. (1 - zasilacz przedwzmacniacza, 2 - wzmacniacz liniowy WL-41)

B) Przed przystąpieniem do pomiarów należy:

- przy pomocy czerwonego przycisku z podpisem „POWER” włączyć zasilanie wzmacniacza (powinna się zaświecić czerwona lampka nad przyciskiem),
- włączyć zasilanie zasilacza przedwzmacniacza: najpierw przełącznikiem na niebieskim tle (powinna zaświecić się zielona dioda), a potem przełącznikiem z napisem „ZAL” (powinna zaświecić się czerwona dioda),
- włączyć zasilanie stolika z ruchomym ramieniem detektora przy pomocy przełącznika po lewej stronie stolika obok gniazda zasilania (powinna zaświecić się czerwona dioda),
- włączyć komputer i po zalogowaniu się uruchomić program „Tukan8k” z pulpitu,
- upewnić się, że w zakładce „Tor pomiarowy” programu „Tukan8k” ustawione są wartości:
 - „Bramkowanie sygnału”: „Bez bramkowania”,
 - „Liczba kanałów”: ,
 - „Próg dolny - amplituda [mV]”: ,
 - „Próg górny - amplituda [mV]”:

C) Po włączeniu zasilania powoli zwiększać napięcie polaryzacji w zasilaczu przedwzmacniacza obracając potencjometr wieloobrotowy do ustawienia w okienku wartości ☐, a na precyzerze „00”, co odpowiada napięciu polaryzacji ok. ☐ V. Obracając potencjometr nie należy obracać nim szybciej niż 1 obrót na 2 sekundy.

D) Korzystając z pulpitu sterującego stolikiem przestawić magnes w prawą pozycję końcową i ramię detektora w pozycji 0°.

E) W programie „Tukan8k”, będącym programem obsługi analizatora impulsów na złączu USB, przejść do zakładki „Analizator”, a w menu „Pomiar”→„Kryteria stopu...” nastawić czas żywy pomiaru na ☐ s i zaznaczyć to kryterium jako aktywne. Zatwierdzić ustawienia i w oknie głównym programu uruchomić pomiar.

F) Po zakończeniu pomiaru równać otrzymany wykres widma promieniowania z teoretycznym widmem promieniowania β . Przedyskutować różnice pod kątem możliwego pochodzenia. Zapisać dane pomiarowe z programu „Tukan8k” do pliku we wskazanym przez prowadzącego katalogu.

G) W programie „Tukan8k” ograniczyć cały wykres od dołu i od góry dwoma przesuwanymi znacznikami („markerami”). Z dolnej części okna odczytać jego całkowite pole. Jest liczba impulsów, jakie zarejestrował analizator, którą należy zanotować w tabeli 1.

H) Na podstawie wykresu oszacować numer kanału odpowiadającego $E_{\beta max}$ – maksymalnej energii

¹ szczegółowe ustawienia aparatury podane zostaną w trakcie wykonywania ćwiczenia

cząstek β (czyli miejsce po prawie stronie, w którym wykres schodzi do zera – patrz rys. 2) oraz numer kanału odpowiadający E_k – energii kinetycznej cząstek w maksimum natężenia ich strumienia (czyli maksimum wykresu). Obie wartości zanotować w tabeli 1.

I) Korzystając z pulpitu sterującego stolikiem przestawić magnes w położenie robocze. Ramię detektora powinno pozostać w pozycji 0° .

J) Nastawić czas rzeczywisty pomiaru w programie „Tukan8k” na s, wyczyścić dane pomiarowe i uruchomić nowy pomiar. Po jego zakończeniu przedyskutować zaobserwowane zmiany w otrzymanym widmie oraz w całkowitej liczbie impulsów. Zmierzoną całkowitą liczbę impulsów („pole całkowite” przy maksymalnie rozsuniętych markerach) zapisać w odpowiednim miejscu tabeli 2 wraz z czasem pomiaru.

K) Korzystając z pulpitu sterującego stolikiem ustawić detektor pod wybranym przez siebie kątem, a w programie „Tukan8k” wyczyścić dane i uruchomić nowy pomiar. Po jego zakończeniu zapisać kąt, zmierzoną całkowitą liczbę impulsów oraz czas pomiaru w tabeli 2. Takie pomiary przeprowadzić dla co najmniej kilkunastu różnych wartości kąta ze szczególnym uwzględnieniem okolic maksimum liczby impulsów.

L) Znajdąc kierunek, w którym odchylają się cząstki emitowane ze źródła użytego w ćwiczeniu oraz kierunek i zwrot linii sił pola magnetycznego (magnes stały ma oznaczone bieguny N i S) ustalić znak ładunku cząstek. Można do tego celu wykorzystać reguły stosowane z fizyce (np. „reguła prawej dłoni”, „reguła lewej dłoni” itp.)

M) Na podstawie tabeli 2 wykonać wykres częstości zliczeń w zależności od kąta odchylenia. Znaleźć maksimum i określić kąt, dla którego występuje, a jego wartość zapisać w tabeli 3. Przedyskutować podobieństwa i różnice pomiędzy otrzymanym wykresem a widmem promieniowania odczytanym wcześniej na komputerze bez obecności pola magnetycznego.

N) Korzystając z równania 11 znaleźć promień r krzywizny toru cząstek dla wyznaczonego kąta. Jego wartość zapisać w tabeli 3.

O) Zakładając, że zapisana w tabeli 1 wartość energii $E_{\beta max}$ wyrażona w kanałach odpowiada wartości 2282 keV, obliczyć proporcjonalnie wartość energii E_k wyrażonej w keV. (2282 keV to maksymalna energia rozpadu beta izotopu ^{90}Y , występującego zawsze w parze z ^{90}Sr .)

P) Przepisać z tabeli 1 do tabeli 3 obliczoną energię E_k , a następnie korzystając z relatywistycznego równania 8 obliczyć ich prędkość v . Jak różniłaby się wartość prędkości obliczona przy pomocy klasycznego wzoru na energię kinetyczną?

Q) Znajdąc wartości r i v oraz B obliczyć ładunek cząstek q z równania 5. Za m_0 przyjąć masę spoczynkową elektronu $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg, a $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. Zapisać wartość q w tabeli 3 i porównać z wartością ładunku elementarnego: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

R) Przeprowadzić rachunek błędów dla wyznaczonych wartości r , v i q . Można wykorzystać do tego celu metodę różniczeki zupełnej.

S) Po wykonaniu ćwiczenia wyłączyć aparaturę w następujący sposób:

- korzystając z pulpitu sterującego stolikiem wprowadzić magnes w lewą pozycję końcową, po czym wyłączyć zasilanie stolika przełącznikiem z prawej strony pod osłoną,
- w zasilaczu przedwzmacniacza ustawić w okienku „0”, a na precyzerze „00”, co wyzeruje napięcie polaryzacji,
- we wszystkich blokach układu pomiarowego wyłączyć zasilanie odpowiednimi przełącznikami (z napisem „POWER” lub „ZAL”);
- wyłączyć program „Tukan8k”, a następnie wylogować się i wyłączyć komputer.

ĆWICZENIE 15	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ Oddziaływanie cząstek β z polem magnetycznym
Data pomiaru:.....	
Imię i nazwisko studenta/ucznia:.....	
Wydział, kierunek, rok studiów:.....	
Szkoła, klasa:.....	

Dodatkowe dane:

$$B = 0,038 \pm 0,004 \text{ T}$$

$$d = 25 \pm 3 \text{ mm}$$

$$m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$m_0c^2 = 8,187 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 511 \text{ keV}$$

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ keV} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ J}$$

$$1 \text{ J} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} = 1 \text{ V} \cdot \text{A} = 1 \text{ V} \cdot \text{C} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$1 \text{ T} = 1 \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$$

TABELA 1

Bez pola magnetycznego

Kąt α [°]	Czas pomiaru t [s]	Liczba zliczeń n [impulsy]	Częstość zliczeń n/t [impulsy/s]
$0 \pm$	$\pm$	$\pm$	$\pm$
Maksimum natężenia promieniowania β		Maksymalna energia promieniowania β	
E_k [kanał]	E_k [keV]	$E_{\beta max}$ [kanał]	$E_{\beta max}$ [keV]
$\pm$	$\pm$	$\pm$	2282

TABELA 2

Z polem magnetycznym

[illegible]

TABELA 2 c.d.

Z polem magnetycznym

Kąt α [°]	Czas pomiaru t [s]	Liczba zliczeń n [impulsy]	Częstość zliczeń n/t [impulsy/s]
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±
±	±	±	±

TABELA 3

Kąta ugięcia wiązki odpowiadający maksimum natężenia promieniowania β	α [°]	±
Promień krzywizny toru cząstek β dla kąta α	r [m]	±
Energia odpowiadająca maksimum natężenia promieniowania β	E_k [keV]	±
Prędkość cząstek β uginających się pod kątem α	v [m/s]	±
Wyznaczony znak ładunku cząstki	[+/-]	
Obliczona wartość ładunku cząstek β	q [C]	±