

**MARIUSZ ZUBEK
ANDRZEJ KUCZKOWSKI**

II PRACOWNIA FIZYCZNA

GDAŃSK 2004

PRZEWODNICZĄCY KOMITETU REDAKCYJNEGO
WYDAWNICTWA POLITECHNIKI GDAŃSKIEJ
Romuald Szymkiewicz

REDAKTOR
Zdzisław Puhaczewski

RECENZENT
Krzysztof Kozłowski

Wydanie I – 1998

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Gdańskiej

Wydawnictwa PG można nabywać w księgarni PG (Gmach Główny)
i zamawiać listownie lub pocztą elektroniczną pod adresem:
Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej
ul. G. Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, tel. (0-58) 347 22 99
e-mail: wydaw@pg.gda.pl, [www.pg.gda.pl/Wydawnictwo PG](http://www.pg.gda.pl/Wydawnictwo_PG)

© Copyright by Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej
Gdańsk 2004

Utwór nie może być powielany i rozpowszechniany, w jakiegokolwiek formie
i w jakiegokolwiek sposób, bez pisemnej zgody wydawcy

ISBN 83-7348-075-7

WYDAWNICTWO POLITECHNIKI GDAŃSKIEJ

Wydanie II. Ark. wyd. 7,4. Ark. druku 8,75
836/365. Zamówienie nr 17/2004

Druk: Zakład Poligrafii Politechniki Gdańskiej
ul. G. Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, tel. 347 25 35

Ćwiczenie 3

POMIAR ZASIĘGU CZĄSTEK α W POWIETRZU

W ćwiczeniu dokonuje się pomiaru zasięgu w powietrzu cząstek α emitowanych przez źródło promieniotwórcze. Pomiary wykonuje się za pomocą komory jonizacyjnej o płaskim układzie elektrod.

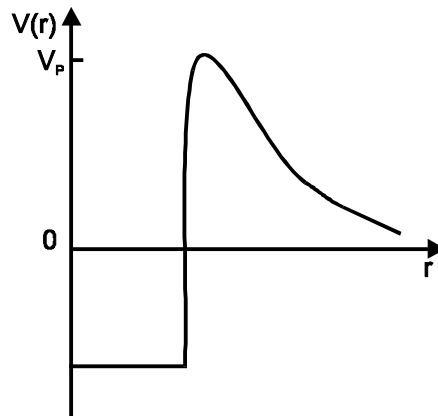
3.1. Rozpad α

Rozpad α zachodzi w wyniku emisji jąder helu ${}^4_2\text{He}$, nazywanych cząstkami α , który odbywa się zgodnie ze schematem



W rozpadzie tym zachodzi przemiana jądra atomu X o liczbie atomowej Z i liczbie masowej A w jądro Y o liczbie atomowej A-4 i liczbie masowej Z-2. Emitowane w rozpadzie cząstki α mają dyskretne widmo energii składające się z jednej lub kilku wartości energii.

Emisja cząstki α z jądra atomowego następuje w wyniku przejścia cząstki przez barierę potencjału, która tworzy się w pobliżu jądra (rys.3.1). Bariera



Rys.3.1. Zależność potencjału oddziaływania cząstki α od odległości r od środka jądra

potencjału powstaje z dodawania się odpychającego oddziaływania elektrostatycznego pomiędzy cząstką α i jądrem oraz przyciągających sił jądrowych dla małych odległości cząstki od jądra. Obserwowane doświadczalnie dyskretne widmo energii cząstek wskazuje na istnienie poziomów energetycznych w jądrze, które mogą być obsadzone przez cząstki α . Gdy energia cząstki w jądrze jest większa od zera, lecz mniejsza od energii potencjalnej odpowiadającej wysokości bariery V_p , istnieje określone prawdopodobieństwo przeniknięcia cząstki przez barierę. Stała rozpadu w przemianie α zależy od prawdopodobieństwa przeniknięcia cząstki przez barierę potencjału, które z kolei zależy od rozmiarów jądra oraz energii cząstki w jądrze.

Przemianie α podlegają jądra o dużych masach atomowych, większych od 200. Energie emitowanych cząstek zawierają się w przedziale od 2 MeV do 10 MeV i cząstki o największej energii wyrzucane są przez jądra promieniotwórcze o największych wartościach stałej rozpadu λ .

Pierwiastki promieniotwórcze podlegające rozpadowi α tworzą kilka szeregów promieniotwórczych. W przyrodzie istnieją trzy szeregi promieniotwórcze naturalne oraz jeden szereg wytworzony sztucznie. Szeregi naturalne rozpoczynają się od pierwiastków promieniotwórczych toru ^{232}Th , uranu ^{235}U i ^{238}U , a kończą się na trwałym izotopie ołowiu. Szereg wytworzony sztucznie rozpoczyna się od plutonu ^{241}Pu i kończy się na trwałym izotopie bizmutu ^{209}Bi , a pierwiastkiem o najdłuższym czasie połowicznego rozpadu w tym szeregu jest neptun ^{237}Np . Masy atomowe pierwiastków należących do danego szeregu promieniotwórczego różnią się o 4 i można je wyrazić za pomocą wzoru

$$A = 4n + m, \quad (3.2)$$

gdzie n jest liczbą całkowitą, a m może być równe 0, 1, 2, 3 i odpowiada danemu szeregowi promieniotwórczemu. W ten sposób otrzymuje się następujące wzory dla szeregów promieniotwórczych:

- szereg torowy $A = 4n$
- szereg neptunowy $A = 4n + 1$
- szereg uranowy $A = 4n + 2$
- szereg aktynowy $A = 4n + 3$.

Dane dotyczące szeregów promieniotwórczych zamieszczone są w tabeli 3.1.

Dla pierwiastków α promieniotwórczych należących do tego samego szeregu istnieje wyraźna zależność pomiędzy stałą rozpadu λ a zasięgiem R cząstek α w materii. Geiger i Nuttall przedstawili tę zależność w następującej postaci (prawo Geigera Nuttalla)

$$\ln R = A \ln \lambda + B, \quad (3.3)$$

gdzie A i B są stałymi. Wartości stałych A są w przybliżeniu takie same dla trzech naturalnych szeregów promieniotwórczych, natomiast B przyjmuje dla tych szeregów różne wartości.

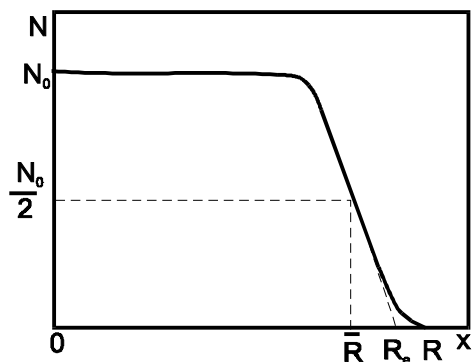
Tabela 3.1

Szeregi promieniotwórcze

| Szereg promieniotwórczy | Masa atomowa | Pierwiastek początkowy | Okres połowicznego rozpadu | Pierwiastek końcowy |
|-------------------------|--------------|--------------------------|----------------------------|--------------------------|
| torowy | $4n$ | ${}_{90}^{232}\text{Th}$ | $1.39 \cdot 10^{10}$ l | ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ |
| neptunowy | $4n+1$ | ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ | 13 l | ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ |
| uranowy | $4n+2$ | ${}_{92}^{238}\text{U}$ | $4.5 \cdot 10^9$ l | ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ |
| aktynowy | $4n+3$ | ${}_{92}^{235}\text{U}$ | $7.1 \cdot 10^8$ l | ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ |

3.2. Oddziaływanie cząstek α z materią

Cząstki α przechodząc przez materię powodują wzbudzenie oraz jonizację atomów ośrodka w wyniku oddziaływania z chmurą elektronową atomów. Powyższe procesy niesprężyste powodują, że cząstka na swej drodze stopniowo traci energię. Ten rodzaj oddziaływania cząstek α z atomami ośrodka jest najważniejszym procesem straty energii. Inne procesy jak na przykład straty na



Rys.3.2. Zależność liczby N cząstek α od odległości x przebytej w materii. R jest zasięgiem, R_e zasięgiem ekstrapolowanym, a \bar{R} zasięgiem średnim

promieniowanie hamowania są dla cząstek α i innych ciężkich cząstek naładowanych pomijalnie małe. Średnia energia tracona przez cząstki na wytworzenie w powietrzu pojedynczego jonu jest równa około 35 eV i dla innych gazów przyjmuje zbliżone wartości.

Cząstki o tej samej energii początkowej przebywają w materii odległości, które wykazują tylko niewielki rozrzut. Zależność liczby cząstek α w strumieniu od odległości od źródła jest przedstawiona na rys.3.2. Początkowo liczba cząstek nie ulega zmianie, a po przebyciu pewnej odległości w ośrodku zaczyna gwałtownie maleć do zera wyznaczając zasięg R cząstek. Odległość, przy której liczba cząstek spada do połowy swojej początkowej wartości nosi nazwę zasięgu średniego \bar{R} . Zasięg ekstrapolowany R_e wyznaczony jest przez punkt przecięcia z osią odciętych stycznej do krzywej zależności liczby cząstek od odległości, poprowadzonej w punkcie, dla którego liczba cząstek jest równa połowie początkowej wartości.

Zasięg cząstek α w ośrodku zależy od energii początkowej E_0 . Może być on obliczony, jeśli znana jest zależność energii traconej na jednostkę drogi w materii od energii cząstki. Energia tracona na jednostkę drogi jest określona zależnością

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 n Z}{\pi \epsilon_0^2 m_0 v^2} \ln \frac{2 m_0 v^2}{E_j}, \quad (3.4)$$

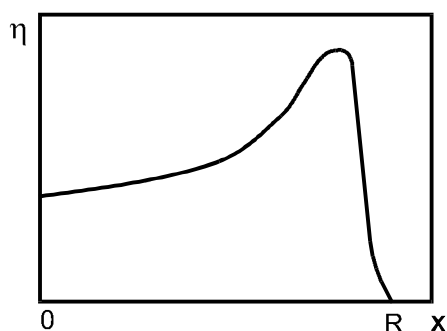
gdzie v jest prędkością cząstki α , Z liczbą atomową ośrodka, n gęstością atomów ośrodka, m_0 masą elektronu, a E_j średnią energią jonizacji atomów ośrodka. Jest to opisany w rozdziale 2 wzór Bethego (2.12), w którym pominięto poprawki relatywistyczne i przyjęto $z = 2$ dla cząstki α . Zgodnie z wyrażeniem (3.4) straty energii silnie wzrastają wraz ze zmniejszeniem się prędkości cząstek w ośrodku. Zasięg cząstki jest równy

$$R = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \frac{m}{Z^2} f(v_0), \quad (3.5)$$

gdzie m jest masą cząstki, Z liczbą atomową cząstki, a $f(v_0)$ jest funkcją dla danego ośrodka zależną tylko od prędkości początkowej cząstki v_0 . Wyrażenie powyższe jest słuszne dla dowolnej cząstki naładowanej o większej masie (protonu, deuteronu, cząstki α) i pozwala wyznaczyć zasięg cząstki w danym ośrodku ze znajomości zasięgu innej cząstki w tym samym ośrodku.

Średnia energia tracona przez cząstkę α na wytworzenie w powietrzu pojedynczego jonu jest mała w porównaniu do energii cząstki. Przebywając odległość równą zasięgowi cząstka wytwarza około 10^5 jonów na swej drodze. Zdolnością jonizacyjną cząstki α nazywamy liczbę jonów powstających na

jednostkowej drodze. Zależność zdolności jonizacyjnej η od drogi przebytej w ośrodku przedstawiona jest na rys.3.3. Ponieważ energia tracona przez cząstkę na jednostkę drogi wzrasta silnie wraz ze zmniejszaniem się energii, liczba powstających jonów jest największa pod koniec drogi cząstki w ośrodku.

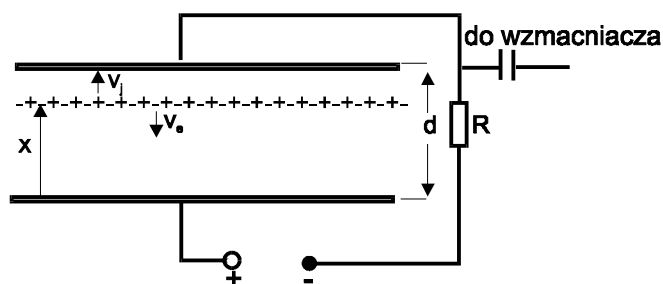


Rys.3.3. Zależność zdolności jonizacyjnej η od drogi x przebytej przez cząstkę α w ośrodku. R jest zasięgiem cząstki

3.3. Komora jonizacyjna

Komora jonizacyjna służy do rejestrowania cząstek jonizujących (α , β), które przebiegają przez jej objętość. Jest ona najczęściej wypełniona gazem pod ciśnieniem atmosferycznym. Detekcja cząstek polega na pomiarze prądu jonów i elektronów wytworzonych w komorze przy przejściu cząstki. Komora jonizacyjna pozwala rejestrować impulsy prądu pochodzące od pojedynczych cząstek jak również mierzyć średnie natężenie prądu jonizacji wywołanej strumieniem cząstek.

Komorę jonizacyjną zazwyczaj tworzą dwie płaskie elektrody, które poprzez opór o dużej wartości połączone są ze źródłem napięcia stałego (rys.3.4). Cząstka jonizująca powoduje powstanie krótkotrwałego impulsu napięcia na



Rys.3.4. Ruch elektronów (-) i jonów (+) w komorze jonizacyjnej oporze R , który po wzmocnieniu może być rejestrowany przez przelicznik.

Gdy przez objętość komory, którą można uważać za kondensator płaski o pojemności C przebiega cząstka jonizująca, wytwarza ona n jonów i n elektronów. Pod wpływem pola elektrycznego istniejącego w komorze następuje ruch ładunków do odpowiednich elektrod, przy czym elektrony ze względu na mniejszą masę poruszają się z dużą większą prędkością w porównaniu do jonów. Ruch ładunków między elektrodami komory wywołuje przepływ prądu w obwodzie zawierającym opór R , co powoduje zmianę ładunku zgromadzonego na elektrodach komory. Praca wykonana przy przemieszczeniu elektronów o ładunku ne jest równa zmianie energii kondensatora naładowanego do napięcia V

$$ne \frac{V}{d} v_e dt = CVdV, \quad (3.6)$$

gdzie v_e jest prędkością poruszania się elektronów. Zmiana napięcia między elektrodami komory jest równa

$$dV = \frac{ne}{Cd} v_e dt. \quad (3.7)$$

Jeżeli elektrony przebędą drogę x do anody, to odpowiada temu zmiana napięcia równa

$$\Delta V_e = \frac{ne}{Cd} x. \quad (3.8)$$

Podobnie dla jonów poruszających się do katody zmiana napięcia między elektrodami wynosi

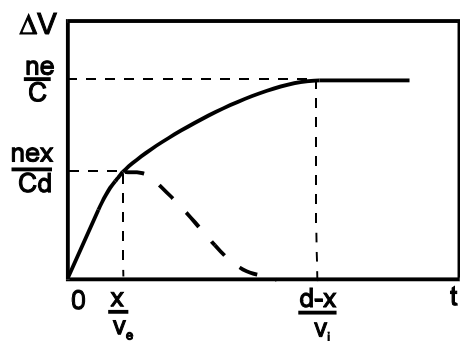
$$\Delta V_j = \frac{ne}{Cd} (d - x). \quad (3.9)$$

Całkowita zmiana napięcia w komorze jest równa

$$\Delta V = \Delta V_e + \Delta V_j = \frac{ne}{C} \quad (3.10)$$

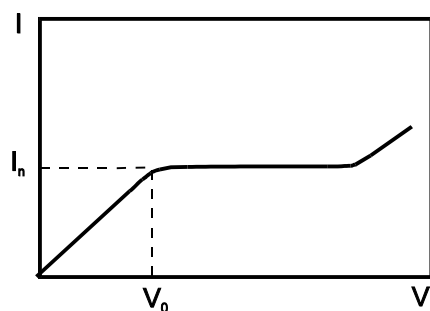
i jest proporcjonalna do całkowitego ładunku ne jonów (elektronów) wytworzonego w jonizacji pierwotnej padającej cząstki. Wyrażenie to zostało wyprowadzone przy założeniu, że stała czasowa RC obwodu komory jest duża w porównaniu z czasem gromadzenia się jonów na katodzie.

Kształt impulsu powstającego w komorze przedstawiony jest na rys.3.5. Impuls napięcia narasta początkowo szybko i wzrost ten wywołany jest ruchem



Rys.3.5. Kształt impulsu napięcia w komorze jonizacyjnej dla dużej stałej czasowej RC obwodu (linia ciągła) oraz małej stałej czasowej układu rejestrującego impulsy (linia przerywana).

elektronów w komorze, których prędkość jest około 10^3 razy większa od prędkości jonów. Narastanie napięcia zachodzi w czasie około 10^{-6} s. Następnie napięcie zaczyna wzrastać znacznie bardziej powoli i ta część impulsu napięcia związana jest z ruchem jonów. Końcową wartość napięcie osiąga po czasie około 10^{-3} s. Wysokość impulsu napięcia jest, zgodnie z wyrażeniem (3.10), proporcjonalna do liczby jonów powstałych w jonizacji, natomiast nie zależy od miejsca powstania jonów. Zarejestrowanie impulsu napięcia o pełnej wysokości wymaga dość długiego czasu, który nie pozwala zliczać cząstek w strumieniu o większym natężeniu. W celu skrócenia czasu rejestrowania cząstki w komorze stosuje się układy elektroniczne o małej stałej czasowej, które reagują na początkowe szybkie narastanie napięcia i znacznie zmniejszają czas trwania impulsu (rys.3.5).



Rys.3.6. Zależność natężenia prądu I w komorze jonizacyjnej od napięcia V między elektrodami komory (charakterystyka komory jonizacyjnej)

Przy większym natężeniu strumienia cząstek jonizujących komora jonizacyjna pozwala mierzyć średnie natężenie prądu jonizacji. Jony powstające

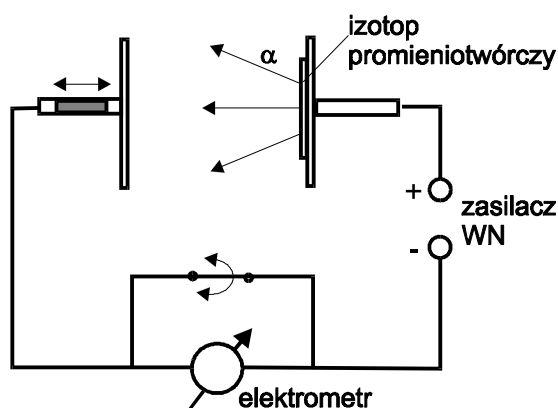
w komorze poruszają się w stałym polu elektrycznym pomiędzy elektrodami powodując przepływ prądu w obwodzie zewnętrznym, który może być mierzony za pomocą elektrometru. Natężenie prądu zależy od napięcia przyłożonego pomiędzy elektrodami komory i powyżej pewnej wartości V_0 osiąga natężenie nasycenia I_n (rys.3.6). Przy napięciach mniejszych od V_0 część jonów ulega rekombinacji i nie dociera do elektrod komory. W zakresie nasycenia wpływ rekombinacji jest pomijalnie mały i natężenie prądu w komorze jest równe

$$I_n = ne \frac{E_0}{\bar{W}}, \quad (3.11)$$

gdzie n jest liczbą cząstek przechodzących przez objętość komory jonizacyjnej w jednostce czasu, E_0 energią rejestrowanych cząstek, a \bar{W} jest średnią energią potrzebną na wytworzenie jonu. Energia ta dla powietrza jest równa 35 eV.

3.4. Aparatura i zasada pomiaru

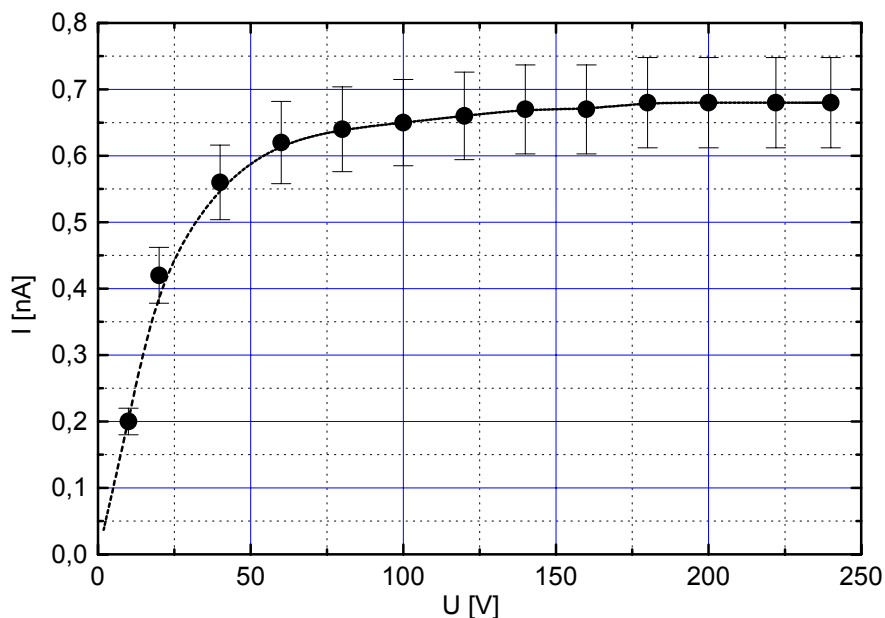
Układ doświadczalny używany do pomiaru zasięgu cząstek α przedstawiony jest schematycznie na rys.3.7. Składa on się z płasko-równoległej komory jonizacyjnej, w której można zmieniać odległość między elektrodami, elektrometru służącego do pomiaru natężenia prądu płynącego w komorze oraz zasilacza wysokonapięciowego wytwarzającego różnicę potencjałów między elektrodami komory. Izotop promieniotwórczy będący źródłem cząstek α umieszczony jest w postaci cienkiej warstwy na jednej z elektrod.



Rys.3.7. Schemat układu pomiarowego

Przy ustalonej odległości między elektrodami dokonuje się pomiaru zależności prądu jonizacyjnego od napięcia w komorze (charakterystyka napięciowo-prądowa) w zakresie napięć pozwalającym wyznaczyć prąd

nasylenia. Przykładowa charakterystyka napięciowo-prądowa przedstawiona jest na rys.3.8.



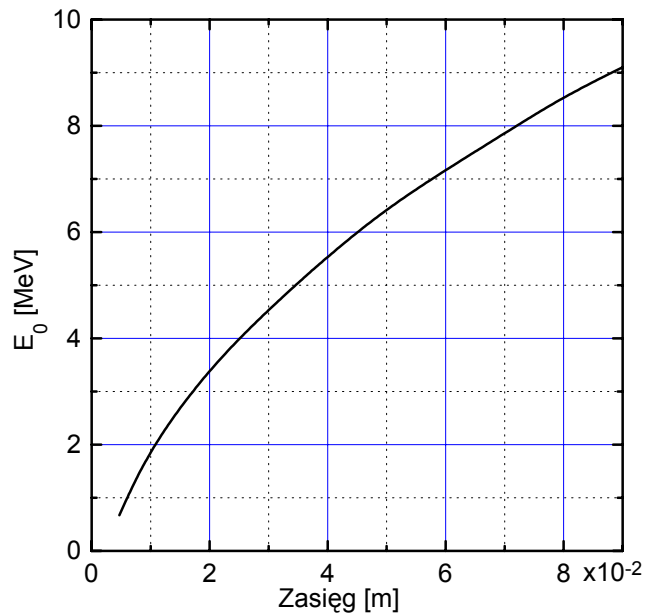
Rys.3.8. Przykładowa charakterystyka napięciowo-prądowa komory jonizacyjnej

Wartość otrzymanego prądu nasylenia zależy od odległości między elektrodami i będzie wzrastać wraz ze wzrostem odległości. Prąd nasylenia osiągnie wartość maksymalną dla odległości między elektrodami równej zasięgowi cząstek α i przy dalszym zwiększeniu odległości nie ulega zmianie. Z zależności prądu nasylenia od odległości wyznaczyć można zasięg maksymalny cząstek α w powietrzu.

3.5. Zadania

- Zmierzyć zależność prądu jonizacyjnego w komorze od napięcia dla ustalonych odległości między elektrodami komory. Pomiar wykonać dla odległości od 1 cm do 3 cm zmienianej co 0.5 cm i dla odległości od 3 cm do 4.5 cm zmienianej co 0.25 cm.
- Wykonać wykresy zmierzonych zależności i wyznaczyć wartości prądu nasylenia.
- Wykonać wykres zależności prądu nasylenia od odległości między elektrodami i wyznaczyć maksymalny zasięg cząstek α w powietrzu. Określić błąd otrzymanej wartości zasięgu.

- d. Korzystając z wykresu przedstawionego na rys.3.9 wyznaczyć energie rejestrowanych w doświadczeniu cząstek α . Obliczyć liczbę cząstek α przechodzących przez objętość komory w jednostce czasu oraz średnią gęstość jonów powstających podczas przejścia cząstek α w powietrzu.



Rys.3.9. Zależność zasięgu cząstek α w powietrzu od ich energii początkowej E_0

LITERATURA UZUPEŁNIAJĄCA

1. Massalski J.: Fizyka dla inżynierów, t.II. Warszawa: WNT 1975.
2. Jaworski B., Dietlaf A.: Kurs fizyki, t. III. Warszawa: PWN 1971.
3. Strzałkowski A.: Wstęp do fizyki jądra atomowego. Warszawa: PWN 1979.
4. Szczeniowski Sz.: Fizyka doświadczalna, cz. V, 2. Warszawa: PWN 1960.