

## ROZDZIAŁ XIII

### PROMIENIE $\alpha$

#### § 66. Pochłanianie. Zasięg w powietrzu. Krzywa jonizacji. Grupy promieni.

Obserwując promieniowanie substancji promieniotwórczej wysyłającej, praktycznie biorąc, tylko promienie  $\alpha$  np. polonu<sup>1)</sup>, stwierdzamy, iż najbardziej uderzającym rysem promieniowania jest to, że ono urywa się nagle w odległości około 4 cm od źródła, co nasuwa myśl o pociskach przebiegających w powietrzu ściśle ograniczoną drogę aż do utracenia prędkości (*Maria Curie*). Ponadto można wykazać, że tor każdej cząstki jest prostoliniowy i że wszystkie tory są równej długości; ten ostatni warunek jest spełniony, jeżeli substancja promieniotwórcza będąca źródłem promieni jest osadzona na podłożu w postaci niezmiernie cienkiej warstwy, nie pochłaniającej promieniowania w dostrzegalny sposób. Można wnioskować na tej podstawie, że wszystkie cząstki są wysyłane z jednakową prędkością i że w przejściu przez materię ich energia wyczerpuje się stopniowo w jednakowy sposób.

W celu uwidocznienia tego «zasięgu» możemy posługiwać się płytką srebrną, na której został osadzony polon; w ciemnym pokoju przysuwając powoli do źródła ekran powleczone siarczkiem cynku, stwierdzamy, że rozjaśnienie pojawia się nagle, gdy odległość między ekranem a źródłem wynosi 3,9 cm w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym i w temperaturze 15°.

Istnieje inna metoda, jeszcze bardziej efektywna i przejrzysta, mianowicie metoda torów mgiełkowych *Wilsona*. Za pomocą odpowiedniego urządzenia wprowadza się do komory promienie wychodzące z bardzo małego źródła i ograniczone do wiązki płaskiej (*Irena Curie*). Promienie są fotografowane na kliszy równoległej do płaszczyzny wiązki. Otrzymany obraz ma wygląd wachlarza utworzonego z prostoliniowych torów wybiegających ze źródła i mających w przybliżeniu jednakową długość (tabl. VII rys. 1 i tabl. VIII rys. 1).

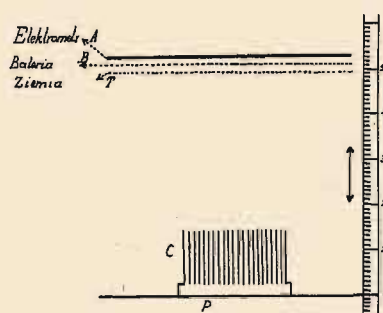
W celu badania stopniowej absorpcji promieni  $\alpha$  w powietrzu *Bragg* i *Kleeman* zastosowali następującą metodę: wiązka promieni  $\alpha$ , wybiega-

---

<sup>1)</sup> W większości przypadków można zaniedbać słabe promieniowanie  $\gamma$  polonu.

jąca z niezmiernie cienkiej warstwy substancji promieniotwórczej, jest ograniczona w ten sposób, że zawiera tylko promienie prawie prostopadłe do powierzchni promieniującej. Niech będzie  $i$  prąd nasycenia, pochodzący od jonów wytworzonych wzdłuż małego odcinka wiązki i odniesiony do jednostki długości; zgodnie z definicją  $i$  jest to zdolność jonizacyjna, krzywa zaś przedstawiająca  $i$  jako funkcję odległości od źródła nosi nazwę *krzywej jonizacji* lub *krzywej Bragga*.

Substancja promieniotwórcza w postaci bardzo cienkiej warstwy jest umieszczona na płytce  $P$  (rys. 89). Za pomocą układu równoległych rurek  $C$  wybiera się tylko promienie równoległe, przenikające do komory jonizacyjnej, składającej się z płytki  $A$  połączonej z elektrometrem i siatki metalowej  $B$ , do której przyłożono potencjał  $V$ . Jeżeli doświadczenie jest wykonane w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, głębokość komory (odległość między płytką  $A$  i siatką  $B$ ) nie powinna przekraczać 2 do 3 mm. Promienie zużytkowane w komorze są w przybliżeniu



Rys. 89.

prostopadłe do płaszczyzn  $P$ ,  $A$  i  $B$ . Zmierzony prąd jonowy pochodzi od odcinka wiązki ograniczonego siatką  $B$  i płytką  $A$ ; w celu zabezpieczenia się od jonów utworzonych poniżej siatki  $B$  i przenikających do komory wskutek dyfuzji, dodajemy jeszcze jedną siatkę osłonową  $T$ , połączoną z ziemią. Mierzmy prąd jonowy w różnych odległościach  $x$  między źródłem i środkiem komory i następnie wykreślamy krzywą, która przedstawia w zależności od  $x$  średnią

zdolność jonizacyjną w części zasięgu objętej komorą. Odpowiednie poprawki pozwalają stąd wyliczyć krzywą  $i = f(x)$ , przedstawiającą graniczny przypadek nieskończonej płytkiej komory. Wskutek obecności urządzenia wybierającego tylko część promieni nie można badać jonizacji w odległości mniejszej od pewnej granicznej wartości, wynoszącej około 15 mm, jeżeli doświadczenie jest wykonane pod ciśnieniem atmosferycznym; jednakże za pomocą urządzenia, które będzie opisane w dalszych ustępach, można te granice obniżyć i zbadać kształt krzywej aż do jej początku.

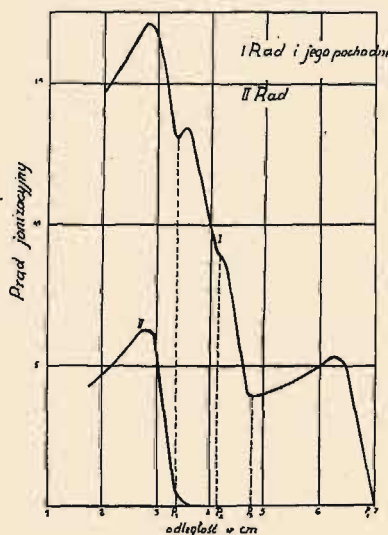
Rys. 90 przedstawia krzywą jonizacji, otrzymaną w przypadku, gdy źródłem jest sól radowa w równowadze promieniotwórczej z radonem i z osadem aktywnym, osadzona na płytce  $A$  w postaci bardzo cienkiej warstwy.

Kształt tej krzywej wynika z nakładania się działań jonizacyjnych czterech grup promieni  $\alpha$  wysyłanych przez cztery radiopierwiastki:  $Ra$ ,  $Rn$ ,  $RaA$ ,  $RaC$ . W miarę jak zbliżamy się do źródła, wartość  $i$  wzrasta nagle za każdym razem, gdy do komory przenika nowa grupa; te punkty posiadają na krzywej odcięte  $OP_4$ ,  $OP_3$ ,  $OP_2$ ,  $OP_1$  równe zasięgom  $R_4$ ,  $R_3$ ,  $R_2$ ,  $R_1$ . Otrzymujemy w ten sposób  $R_1 = 3,3$  cm (rad),  $R_2 = 4,1$  cm (radon),  $R_3 = 4,7$  cm (rad  $A$ ),  $R_4 = 7,0$  cm (rad  $C$ ). Są to wartości przy-

bliżone, otrzymywane w powietrzu pod normalnym ciśnieniem i w zwykłej temperaturze.

Krzywa jonizacji przybiera znacznie prostszą postać, jeżeli substancja promieniotwórcza wysyła tylko jedną grupę promieni  $\alpha$ , np. jeżeli jest to rad pozbawiony pierwiastków pochodnych (rys. 90 II). Postać krzywej jest jeszcze lepiej określona, jeżeli substancja znajduje się w postaci nieskończenie cienkiej warstwy. Daje się to zrealizować w przypadku aktywnego osadu radonu<sup>1)</sup>; po zniknięciu radu  $A$  promienie  $\alpha$  pochodzą tylko od  $RaC$  lub, mówiąc dokładniej, od bardzo krótkotrwałego pierwiastka pochodnego  $RaC'$ <sup>2)</sup>. Krzywa jonizacji jest przedstawiona na rys. 91 I. Zdolność jonizacyjna i wzrasta wraz z odległością od źródła aż do wartości maksymalnej, którą obieramy jako jednostkę i następnie zmniejsza się bardzo szybko według prawa w przybliżeniu liniowego. Prawo to jednak nie utrzymuje się dokładnie aż do końca zasięgu wskutek istnienia niewielkiej pozostałości jonizacji, która zanika znacznie wolniej; rozpiętość tej końcowej części krzywej wzrasta nieznacznie wraz z natężeniem źródła i czułością przyrządu pomiarowego. Wynika stąd pewna trudność poprawnego określenia zasięgu na podstawie odległości, w której prąd jonizacyjny zanika. Okazało się rzeczą dogodniejszą posługiwać się pojęciem *ekstrapolowanego zasięgu*, który otrzymujemy przedłużając opadającą raptownie liniową część krzywej jonizacji aż do osi  $Ox$ .

Krzywa II na rys. 91 została otrzymana z polonem osadzonym elektrolitycznie w postaci niezmiernie cienkiej warstwy. Ta krzywa jonizacji jest w części końcowej zupełnie podobna do krzywej  $RaC'$ , co można sprawdzić wyrażając rzędne obu krzywych jako ułamki największej rzędnej, obranej za jednostkę. Jeżeli przesuniemy krzywą II równolegle do osi  $Ox$  w ten sposób, aby rzędne maksymalne nakładały się na siebie, to cała krzywa II nakłada się prawie dokładnie na krzywą I. Widzimy zatem, że zdolność jonizacyjna grupy promieni  $\alpha$  może być określona na podstawie jej zasięgu: promienie  $\alpha$  polonu zachowują się w początko-



Rys. 90.

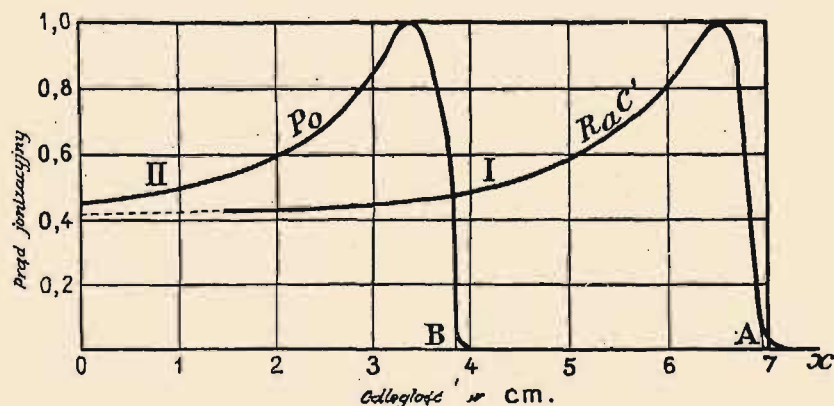
<sup>1)</sup> Pomiaru jonizacji powinny być odniesione do tego samego natężenia źródła, przy czym należy wziąć pod uwagę zanik promieniotwórczy źródła.

<sup>2)</sup> Pomijając niewielką liczbę cząstek  $\alpha$  radu  $C$ .



wym punkcie swej drogi dokładnie tak samo, jak promienie  $\alpha$  radu  $C'$  po przebyciu drogi równej różnicy obu zasięgów; innymi słowy, promienie, których zasięg pozostały jest jednakowy, zachowują się w jednakowy sposób, co prowadzi do wniosku, że posiadają również jednakową prędkość.

Możemy zatem założyć, że grupy promieni  $\alpha$  wysyłane przez różne radiopierwiałki różnią się tylko początkową prędkością cząstek  $\alpha$ , od której zależy zasięg w powietrzu w określonych warunkach temperatury



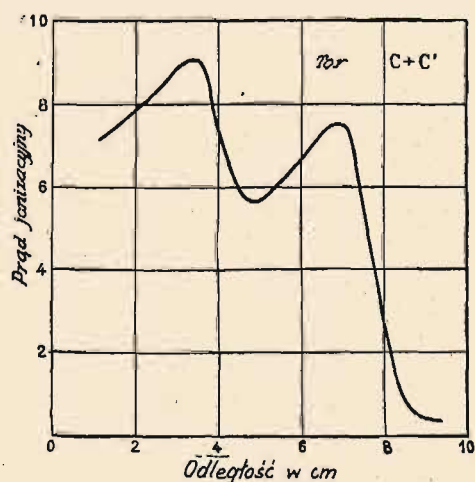
Rys 91. 1 — promienie  $\alpha$   $RaC'$ ; zasięg ekstrapolowany  $OA = 6,96$  cm  
II —  $Po$  —  $OB = 3,87$  cm

i ciśnienia; cząstki różnego pochodzenia, których prędkość zmniejszała się do tej samej wartości, a zatem pozostały zasięg jest ten sam, posiadają zupełnie jednakowe własności.

Na rysunku 92 jest przedstawiona krzywa jonizacji, otrzymana w przypadku aktywnego osadu toru. Rozróżniamy na niej dwie grupy promieni  $\alpha$  (zasięg w  $15^\circ$ :  $4,8$  cm i  $8,6$  cm), które przypisujemy  $ThC$  i  $ThC'$ .

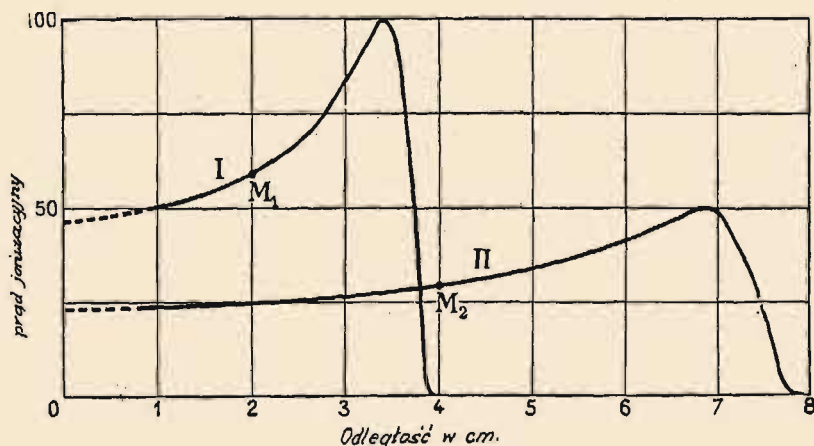
W celu otrzymania krzywej jonizacji w powietrzu pod różnymi ciśnieniami i w różnych temperaturach można używać aparatury *Bragga* umieszczonej w szczelnie zamkniętym naczyniu. Doświadczenie wykazuje, że w suchym powietrzu ekstrapolowany zasięg jest odwrotnie proporcjonalny do gęstości, natomiast zdolność jonizacyjna jest proporcjonalna do gęstości.

Dwie krzywe, otrzymane w przypadku różnych gęstości powietrza,  $D_1$  i  $D_2$ , nakładają się na siebie dokładnie, jeżeli odcięte krzywej II pomnożymy przez stosunek  $D_2/D_1$ , rzędne



Rys. 92.

zaś przez stosunek  $D_1/D_2$ ; mówimy wówczas, że punkt  $M_2$  krzywej II nakładający się na punkt  $M_1$  krzywej I, tworzy razem z tym ostatnim punktem parę *odpowiadających sobie* punktów; te punkty bowiem charakteryzują jednakowe ilości przebytego powietrza i jednakową prędkość cząstek (rys. 93). Pole zawarte między krzywą jonizacji i osiami przedstawia całkowity prąd jonowy otrzymany w warunkach całkowitej



Rys. 93. Promienie  $\alpha$  polonu w powietrzu. Krzywe jonizacji po uwzględnieniu poprawki na grubość komory. Temperatura  $15^\circ$ . I — ciśnienie normalne  $P$ . II — ciśnienie  $P/2$ .

absorpcji wiązki w powietrzu; wielkość tego pola jest niezależna od gęstości  $D$ . Pole ograniczone odcinkiem krzywej I, osią odciętych i dwiema dowolnymi rzędnymi, jest równe polu ograniczonemu w podobny sposób krzywą II i dwiema rzędnymi odpowiadającymi rzędnym krzywej I.

Jeżeli zatem krzywa jonizacji była otrzymana w suchym powietrzu pod ciśnieniem  $p$  w temperaturze  $t$ , to może być zredukowana do postaci normalnej, odpowiadającej pewnym określonym warunkom, np. ciśnieniu atmosferycznemu i temperaturze  $15^\circ$  lub, jeśli wolimy, temperaturze  $0^\circ$ ; w tym celu należy pomnożyć odcięte i podzielić rzędne przez

$$K_0 = 273p/760(273 + t) \text{ lub } K_{15} = (273 + 15)p/760(273 + t),$$

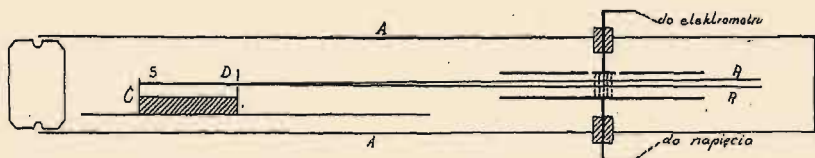
gdzie  $p$  jest mierzone w mm słupa rtęci,  $t$  zaś w stopniach.

Wspominaliśmy poprzednio, że obecność przyrządu ograniczającego wiązkę uniemożliwia wykreślenie krzywej jonizacji w pobliżu źródła. Niedogodność tę można usunąć, wykonywając doświadczenie pod zniżonym ciśnieniem i w dostatecznie dużym przyrządzie. Im zasięg jest dłuższy, tym jego część stracona dla obserwacji wskutek obecności urządzenia ograniczającego wiązkę jest mniejsza. W doświadczeniach tego rodzaju można używać przyrządu *Bragga* umieszczonego w szczelnym naczyniu (rys. 89). Inne urządzenie doświadczalne jest przedstawione na rys. 94.

Zamiast wykonywać doświadczenie w ten sposób, że ciśnienie w aparacie pozostaje stałe, zmienia się zaś tylko odległość między źródłem i komorą, można również zmieniać ciśnienie w aparacie, w którym poło-

żenia komory i źródła pozostają niezmiennie. Należy tylko wykonać rachunki polegające na redukowaniu pomiarów do stałej gęstości; kolejne pomiary stają się wówczas porównywalne.

Krzywe jonizacji otrzymane przez różnych autorów różnią się w niektórych szczegółach, co się tłumaczy zjawiskami mniejszego znaczenia, o których dotąd nie było mowy; tak np. nieznaczna część liczb cząstek  $\alpha$  ulega odbiciu od ścianek przyrządu ograniczającego wiązkę lub zmienia kierunek, na ogół nieznacznie, wskutek zderzeń z cząsteczkami gazu (§ 79). Niektóre zakłócenia są również następstwem umieszczenia



Rys. 94.  $A$  jest to szczelny zbiornik metalowy. Na podstawie  $C$  są umocowane: źródło  $S$  o małych rozmiarach i diafragma  $D$  ograniczająca wiązkę. Podstawa  $C$ , ruchoma na szynach, może być umieszczana w różnych odległościach od komory jonizacyjnej utworzonej z 2 płytek  $P_1$  i  $P_2$ , pomiędzy którymi przebiega wiązka nie dotykając żadnej z nich. Prąd mierzony w elektrometrze odpowiada wąskiemu skrawkowi wyciętemu w płycie  $P_1$  i izolowanemu od niej.

siatek metalowych. Względne znaczenie tych efektów jest zależne od użytej aparatury, jest przeto rzeczą korzystną zdefiniować *normalną* krzywą jonizacji, np. otrzymaną w następujących określonych warunkach: przyrząd do ograniczania wiązki umieszczony jest na początku drogi i utworzony z otworów w cienkich ściankach zamiast równoległych rurek. Pierwszy warunek nie może być spełniony zupełnie dokładnie, można jednak zrealizować go w dostatecznym przybliżeniu zmniejszając ciśnienie w aparacie. Przyrząd przedstawiony na rysunku 94 pozwala otrzymywać krzywą normalną w dużym stopniu przybliżenia.

Krzywa jonizacji w powietrzu  $i = F(x)$  może być przedstawiona za pomocą następującego przybliżonego wzoru, stosującego się do wartości  $x$ , mniejszych od odciętej odpowiadającej maximum:

$$i = C(R - x)^{-1/3},$$

gdzie  $C$  jest to stały współczynnik,  $R$  — zasięg.

Całka  $I$ , równa  $\int_0^R i dx = CR^{2/3}$ , przedstawia prąd jonowy, otrzymany w warunkach całkowitej absorpcji wiązki w powietrzu; jest to wzór przybliżony, gdyż wyraża prawo nie stosujące się do końcowej części zasięgu. Jeżeli weźmiemy pod uwagę zależność między zasięgiem w powietrzu  $R$  i prędkością początkową  $v$ , zależność, zgodnie z którą  $R$  jest proporcjonalne do  $v^3$  (§ 70), to ostatnio napisany wzór możemy interpretować w ten sposób, że ilość elektryczności wyzwolona w powietrzu przez jedną cząstkę jest proporcjonalna do  $v^2$ , tj. do pochłoniętej energii kinetycznej.



§ 67. Zestawienie metod służących do mierzenia zasięgów oraz do oddzielania grup promieni  $\alpha$ .

Każda z metod opisanych w tym ustępie posiada właściwe sobie zalety oraz właściwą sobie dziedzinę stosowalności. We wszystkich przypadkach osiągalna dokładność jest uzależniona od możliwości otrzymania substancji aktywnej w postaci warstwy dostatecznie cienkiej, aby można było zaniedbać absorpcję promieniowania w źródle.

a) Metoda jonizacyjna *Bragga*. W § 66 daliśmy szczegółowy opis tej metody, polegający na mierzeniu jonizacji wytworzonej wzdłuż wiązki równoległych promieni.

b) Metoda śladów mgiełkowych. Metodę tę stosuje się na ogół do wiązki promieni  $\alpha$  wychodzących ze źródła o bardzo małych rozmiarach i ograniczonej do pewnej określonej płaszczyzny. W niektórych przypadkach złożoność promieniowania jest wyraźnie widoczna na fotografiach (tabl. VII, fig. 4, sześć grup:  $RTh$ ,  $ThX$ ,  $Tn$ ,  $ThA$ ,  $ThC$ ,  $ThC'$ ; tabl. VII, fig. 3, dwie grupy:  $AcC$ ,  $AcC'$ ; tabl. VIII, fig. 2, dwie grupy:  $RaA$  i  $RaC'$ ). Jeżeli zasięgi są bardzo zbliżone do siebie, ich rozróżnianie jest utrudnione wskutek fluktuacji zasięgu (§ 78), wobec czego trzeba zbadać statystyczny rozkład długości torów. Znajomość tego rozkładu pozwala ponadto oznaczyć zasięg najbardziej prawdopodobny oraz liczbę cząstek należących do każdej grupy (przykład: tabl. VII, fig. 2, dwie grupy  $RaC$ ).

c) Metoda odchylenia magnetycznego. Metoda ta pozwala oddzielać jednorodne grupy cząstek  $\alpha$  na podstawie ich odchylenia magnetycznego; każdej grupie o określonej prędkości początkowej odpowiada prążek widma magnetycznego. Ponieważ zależność pomiędzy  $R$  i  $v$  została zbadana bardzo dokładnie, przeto pomiary prędkości pozwalają wyliczyć zasięg (§ 70).

d) Metoda scyntylacyj. Liczy się scyntylacje wytworzone przez równoległą wiązkę cząstek  $\alpha$  na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym w zmiennej odległości  $x$  od źródła. Po przekroczeniu określonej wartości  $x$  stwierdzamy, że liczba scyntylacji nagle spada, co świadczy o bliskości końca zasięgu jednej z grup i pozwala zmierzyć długość tego zasięgu.

e) Pomiar ładunku cząstek. Metoda ta (§ 71) polega na mierzeniu ładunku pobieranego w próżni przez elektrodę, na którą pada równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  po przejściu przez pochłaniający ekran zmiennej grubości, zmniejszający prędkość o określoną wartość (§ 68). Nagłe zmniejszenie się prądu ładowania jest wskazówką zupełnej absorpcji w ekranie (patrz rys. 105).

f) Metoda liczenia oparta na jonizacji zderzeniowej (§ 72). Równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  przenika do licznika po przejściu przez ekran zmiennej grubości.

g) Metoda jonizacyjna różnicowa z obserwacją cząstek indywidualnych. Równoległa wiązka  $\alpha$  przechodzi kolejno przez dwie wąskie komory jonizacyjne, oddzielone siatką metalową. Pola elektryczne w obu komorach są skierowane w przeciwnie strony; siatka środkowa jest połączona z elektrodą, której zmiany ładunku są mierzone za pomocą wzmacniacza o bardzo silnym stopniu wzmocnienia. Ten bardzo czuły przyrząd pozwala wykrywać cząstki zatrzymujące się w pierwszej komorze i nie przenikające do drugiej (*Rutherford, Ward i Wynn-Williams*).

Systematyczne badanie cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez radiopierwiastki wykazało, że każdemu z nich odpowiada na ogół tylko jedna grupa cząstek  $\alpha$ . W ostatnich jednak czasach stwierdzono, że niektóre radiopierwiastki wysyłają promieniowanie  $\alpha$  złożone z kilku grup, których zasięgi i prędkości początkowe różnią się nieznacznie (*Ra*, *RaC*, *ThC*, *AcC*, *An*, *RaC*, *AcX*). Znamy obecnie 23 przemiany promieniotwórcze, odpowiadające emisji prostych lub złożonych grup cząstek  $\alpha$ . Tablica VII *b* Przypisów zawiera spis tych grup, ich zasięgów i prędkości początkowych. W powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym zasięgi są zawarte między 2,5 *cm* i 8,6 *cm*; na tablicach VII i VIII znajdują się zdjęcia niektórych grup cząstek  $\alpha$ , otrzymane za pomocą metody *Wilsona*. Stwierdzono również, że oprócz cząstek normalnych istnieją w bardzo małej ilości cząstki  $\alpha$  posiadające bardzo duży zasięg. Na tablicy VII *b* Przypisów są podane tzw. grupy wielkiego zasięgu wysyłane przez *RaC*, *ThC'*, *AcC'*, a na tablicy VIII, fig. 3 i 4 znajdujemy obraz cząstek należących do tych grup. Najdłuższe znane zasięgi wynoszą około 11,5 *cm*. Liczba cząstek należących do danej grupy wielkiego zasięgu jest mniejsza od 1/1000 liczby cząstek wysyłanych jednocześnie i należących do grupy normalnej.

**§ 68. Zasięg w gazach. Jonizacja całkowita. Zasięg w cieczach i ciałach stałych. Zdolność hamowania.**

Absorpcja w gazach. Możemy badać absorpcję cząstek  $\alpha$  w gazach różnych od powietrza, wykreślając krzywą jonizacji w poprzednio opisanych szczelnych przyrządach, które napełniamy badanym gazem pod odpowiednim ciśnieniem. Zastosowano również w tym celu metodę śladów mgiełkowych oraz metodę scyntylacyj. Ogólne cechy zjawiska są te same, co w powietrzu: krzywa jonizacji posiada podobną postać i pozwala oznaczyć w każdym gazie zasięg odwrotnie proporcjonalny do jego gęstości, jednakże krzywe otrzymane w różnych gazach nie mogą być dokładnie nałożone na siebie drogą dobrania odpowiedniej skali rzędnych i odciętych. Tak np. w przypadku wodoru i helu maximum zdolności jonizacyjnej jest mniej rozlane i bardziej zbliżone do końca zasięgu niż w powietrzu; krzywa jonizacji posiada szczyt bardziej wysmukły.

Porównyując gazy pod tym samym ciśnieniem i w tej samej temperaturze, tzn. w warunkach równej koncentracji drobinowej, stwierdzamy, że zasięg cząstek  $\alpha$  danej grupy jest tym większy, im drobina zawiera mniej atomów i im masa tych atomów jest mniejsza. Tak np. w przypadku cząstek  $\alpha$  radu *C'* i polonu zasięg w wodrze jest 4,5 razy większy niż w powietrzu. Podajemy poniżej na podstawie najnowszych pomiarów wartości zasięgów cząstek  $\alpha$  polonu i radu *C'* w niektórych gazach pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze  $15^\circ$  (wyrażone w *cm*).



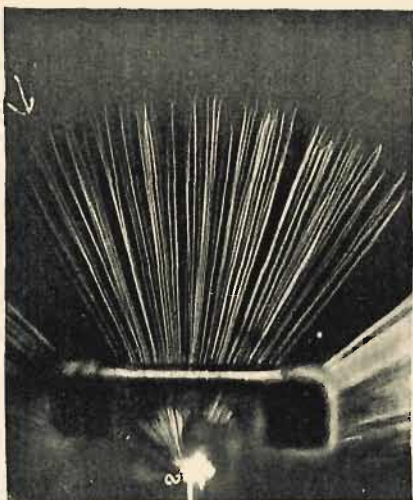


Fig. 1.

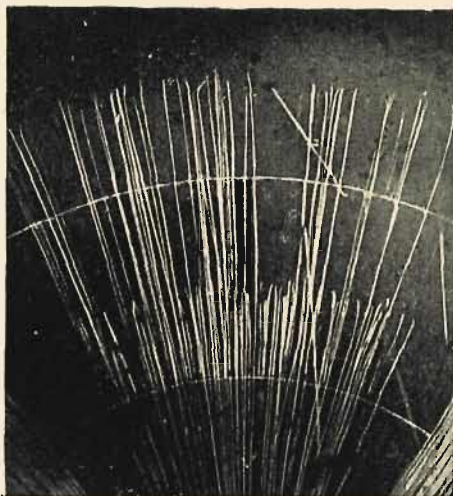


Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

Fig. 1. Promienie  $\alpha$  polonu.

Fig. 2. Promienie  $\alpha$   $RaA$  i  $RaC'$ .

Fig. 3. Rozprężenie w powietrzu.

Fig. 4. Rozprężenie w  $CO_2$ .

Promienie  $\alpha$  wychodzące z punkтового źródła i tworzące wiązkę płaską. Na fig. 2 widzimy kilka promieni mających początek w powietrzu i pochodzących od śladów radonu.

Promienie  $\alpha$  długiego zasięgu wysyłane przez  $Th$  ( $C + C'$ ). Grupa 11, 5 cm (L. Meitner i K. Freitag).

	powietrze	O <sup>2</sup>	N <sup>2</sup>	H <sup>2</sup>	He	A
Promienie $\alpha$ polonu	3,87	3,64	3,89	17,3	21,5	4,17
Promienie $\alpha$ radu C'	6,96	6,60	7,0	32,5	39,0	7,3

Jonizacja całkowita. Bardzo ważną wielkością jest całkowita jonizacja, którą cząstki  $\alpha$  wytwarzają w gazach wzdłuż swej drogi. Ponieważ pole objęte krzywą jonizacji daje prąd jonowy wynikający z całkowitej absorpcji wiązki, przeto w celu wyliczenia efektu jednej cząstki potrzebna jest jeszcze znajomość liczby cząstek wysyłanych w jednostce czasu i należących do wiązki (§ 72). Natomiast całkowita jonizacja *względna*, wytworzona przez tę samą wiązkę w różnych gazach, oblicza się na podstawie porównania pól krzywych jonizacji, otrzymanych w tych gazach przy pomocy tej samej aparatury i tego samego źródła. Doświadczenie wykazuje, że jonizacja względna zależy do pewnego stopnia od zasięgu zużytkowanych promieni. Pomiędzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów istnieją dosyć znaczne rozbieżności. Załączona tablica zawiera niektóre wartości całkowitej jonizacji względnej w przypadku promieni  $\alpha$  polonu (*Mäder, Naïdu*) oraz w przypadku promieni  $\alpha$  o zasięgu pozostałym 7 mm (*Gurney*).

Zasięg 3,8 cm		Zasięg 7 mm	
Powietrze . . . . .	1	Powietrze . . . . .	1
Azot . . . . .	1,01	Azot . . . . .	0,98
Tlen . . . . .	1,09	Tlen . . . . .	1,08
Bezwodnik węglowy . .	1,01	Wodór . . . . .	1,07
Hel . . . . .	1,15	Hel . . . . .	1,26
Neon . . . . .	1,30	Neon . . . . .	1,28
Argon . . . . .	1,45	Argon . . . . .	1,38
		Krypton . . . . .	1,53
		Ksenon . . . . .	1,68

Zaznaczymy jeszcze, że zgodnie z pomiarami *Bragga* niektóre gazy i pary dają jonizację całkowitą, większą o 20-35% od jonizacji powietrza; są to:  $CS_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6O$ ,  $C_6H_6$ ,  $CH_3Br$ ,  $CH_3I$ ,  $HCl$ ,  $HBr$ ,  $HI$  itd.

Porównywając te wyniki przekonywamy się, że całkowita jonizacja różnych gazów dwuatomowych utworzonych z lekkich atomów różni się nieznacznie. Jonizacja posiada dużą wartość w *He*, jeszcze większą w innych gazach szlachetnych; w tych jednoatomowych gazach jonizacja jest tym większa, im potencjał jonizacyjny  $V$  jest mniejszy. Porównanie gazów dwuatomowych  $H_2$  ( $V=16,5$  woltów),  $N_2$  ( $V=17$  woltów),  $O_2$  ( $V=15,5$  woltów) i *He* ( $V=24,6$  woltów) daje wynik odwrotny, co dowodzi, że energia cząstek  $\alpha$  nie zostaje zużyta całkowicie na jonizację gazów. Jest rzeczą prawdopodobną, że część energii, zużyta na wzbudzenie drobin, jest większa w gazach powietrza i w  $H_2$  niż w *He*.

Absorpcja w cieczach i ciałach stałych. Absorpcja cząstek  $\alpha$  w cieczach i ciałach stałych posiada cechy podobne do absorpcji w gazach: mianowicie również i w tym przypadku można wyróżnić określony zasięg każdej grupy cząstek  $\alpha$  w danej substancji. W celu badania zasięgu w cieczach zanurzamy bardzo małe źródło poniżej swobodnej powierzchni cieczy i obserwujemy znikanie scyntylacyj na umieszczonym tuż nad cieczą ekranie z siarczku cynku; ponieważ zasięg jest bardzo mały, jest rzeczą konieczną wyznaczać grubość pochłaniającej warstwy z wielką dokładnością, np. za pomocą metody optycznej. Metoda scyntylacyj może być również stosowana w przypadku ciał stałych; ciało pochłaniającemu nadaje się postać bardzo ostrego klina, umieszczonego tuż ponad liniowym źródłem (aktywowany drut ustawiony prostopadle do krawędzi klina), ekran zaś z siarczku cynku kładzie się na przeciwnej stronie klina. Ponieważ grubość klina zmienia się w sposób ciągły, przeto okolica dająca scyntylacje jest ostro ograniczona linią odpowiadającą największej przebytej grubości, tj. zasięgowi.

Stwierdzono, że zasięg w cieczach i ciałach stałych jest na ogół tym mniejszy, im gęstość ciała pochłaniającego jest większa i że gęstość powierzchniowa, potrzebna do całkowitej absorpcji, jest tego samego rzędu wielkości co w gazach. Podane poniżej tablice zawierają zasięgi cząstek  $\alpha$  polonu i radu  $RaC'$  w ciałach ciekłych i stałych (*Rausch von Traubenberg, Michl*).

Można łatwo stwierdzić, że masa powierzchniowa odpowiadająca zasięgowi wzrasta wraz z liczbą atomową absorbenta; iloczyn  $RD$  zasięgu przez gęstość zmienia się od  $0,011 \text{ g/cm}^2$  w przypadku glinu do  $0,027 \text{ g/cm}^2$  w przypadku  $Au$  i  $Pb$  (promienie  $\alpha$   $RaC'$ ).

Zasięg promieni $\alpha$ $RaC'$ w ciałach stałych			Zasięg w cieczach promieni $\alpha$ $RaC'$		$Po$
<i>Li</i>	129,1 $\mu$	<i>Ag</i>	19,2 $\mu$	Woda	60,0 $\mu$
<i>Mg</i>	57,8 $\mu$	<i>Cd</i>	24,2 $\mu$	Alkohol	70,5 $\mu$
<i>Al</i>	40,6 $\mu$	<i>Sn</i>	29,4 $\mu$	Eter	43 $\mu$
<i>Ca</i>	78,8 $\mu$	<i>Pt</i>	12,8 $\mu$	Benzol	70 $\mu$
<i>Fe</i>	18,7 $\mu$	<i>Au</i>	14,0 $\mu$		36,3 $\mu$
<i>Ni</i>	18,4 $\mu$	<i>Tl</i>	23,3 $\mu$		
<i>Cu</i>	18,3 $\mu$	<i>Pb</i>	24,1 $\mu$		
<i>Zn</i>	22,8 $\mu$				

Dodajmy, że w żelatynie emulsji fotograficznej zasięg cząstek  $\alpha$   $RaC'$  wynosi 52  $\mu$ , cząstek  $\alpha$   $Po$  — 27  $\mu$  (porównaj § 102).

Równoważnik powietrzny. Stopniowa absorpcja promieni  $\alpha$  w stałej substancji może być badana za pomocą krzywej jonizacji, dawanej w powietrzu przez cząstki  $\alpha$  wychodzące ze źródła pokrytego jednorodnym ekranem o grubości mniejszej od zasięgu promieni w tej substancji. Jak widać na rysunku 95, jest to część całkowitej krzywej

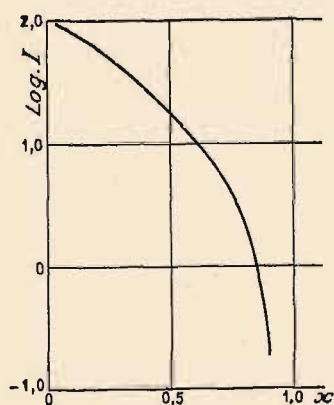


jonizacji  $i=f(x)$ , przeniesiona bez zmiany kształtu o pewną długość  $\Delta$  ku początkowi w kierunku  $x$ .

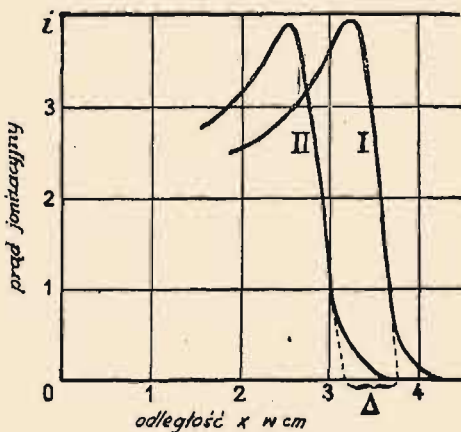
Przesunięcie  $\Delta$  krzywej jonizacji świadczy o zmniejszeniu się zasięgu promieni  $\alpha$  o  $\Delta$ ; wielkość tę nazywamy równoważnikiem powietrznym badanej substancji. Równoważnik powietrzny jest to wielkość charakteryzująca materię ekranu, cokolwiek zmienna wraz z prędkością absorbowanych promieni, a zatem również wraz z odległością ekranu od źródła. Doświadczenie wykazuje, że  $\Delta$  danego ekranu zmniejsza się, w miarę jak zbliżamy ekran ku końcowi zasięgu.

Dla przykładu podamy, że 1 cm powietrza jest równoważny w przypadku promieni  $\alpha$  polonu na początku drogi około  $6\mu$ , czyli około  $1,6\text{ mg/cm}^2$  glinu oraz  $2\mu$  lub  $4\text{ mg/cm}^2$  złota.

Absorpcja rozbieżnej wiązki promieni. W badaniu absorpcji promieni  $\alpha$  jest na ogół rzeczą korzystną mieć do czynienia z wiązką równoległą. Niekiedy jednak chcemy wiedzieć, jak wielka jest jonizacja  $I$  wytworzona przez cząstki  $\alpha$ , które przeszły przez ekran położony bezpośrednio na źródle i które następnie są całkowicie pochłaniane w komorze jonizacyjnej. Odkładając grubość ekranu  $l$  jako odcięta, prąd nasycenia zaś jako rzędna, otrzymujemy krzywą absorpcji promieni, których kierunki tworzą wszelkie możliwe kąty z płaszczyzną ekranu.



Rys. 96.



Rys. 95. I: krzywa jonizacji promieni  $\alpha$  polonu. II — krzywa jonizacji pozostałej, otrzymanej za pomocą tego samego źródła, przykrytego ekranem z glinu o grubości około 0,0035 mm.

W doświadczeniach tego rodzaju używa się bądź substancji aktywnej w postaci niezmiernie cienkiej warstwy, np. polonu osadzonego elektrolitycznie, osadów aktywnych itp., bądź też warstw aktywnych stosunkowo grubych, częściowo pochłaniających własne promieniowanie. W obu przypadkach można obliczyć wartości  $I=f(l)$  biorąc pod uwagę zmniejszenie się zasięgu skośnych promieni w przebytej materii stałej oraz zdolność jonizacyjną promieni odbywających pozostałą część zasięgu w powietrzu. Zarówno teoria jak i doświadczenie wykazują, że w miarę jak  $l$  wzrasta  $I$  zmniejsza się coraz szybciej; w pobliżu końca

zasięgu spadek jest gwałtowny. Jest to charakterystyczne prawo absorpcji promieni  $\alpha$  (*Maria Curie*), różniące się w istotny sposób od prawa obserwowanego na ogół w przypadku promieni  $\beta$  i  $\gamma$ . Jeżeli próbujemy przedstawić  $I$  za pomocą wzoru  $I = I_0^{-\mu l}$ , współczynnik  $\mu$  rośnie stale wraz z  $l$  i przy końcu zasięgu osiąga wartość nieskończenie wielką. Ten przebieg jest widoczny na krzywej (rys. 96), przedstawiającej  $\log I$  w zależności od stosunku  $x = \Delta/r$  w przypadku promieni  $\alpha$  *RaC'* ( $\Delta$  równoważnik powietrzny badanego ekranu glinowego,  $r$  zasięg promieni w powietrzu).

Rząd wielkości obserwowanego efektu wynika z następujących danych. Rozumiejmy przez warstwę graniczną jednorodną warstwę substancji promieniotwórczej, której grubość jest równa zasięgowi promieni  $\alpha$  w tej substancji. Łatwy rachunek przybliżony, oparty na założeniu, że zdolność jonizacyjna cząstek jest stała wzdłuż ich drogi w powietrzu i że równoważnik powietrzny badanej substancji jest również stały wzdłuż drogi cząstek w tej substancji, wykazuje, że prąd jonizacyjny dany przez warstwę graniczną jest cztery razy mniejszy od prądu, który obserwowalibyśmy, gdyby substancja nie pochłaniała własnego promieniowania.

**Zdolność hamowania.** W celu scharakteryzowania indywidualnych efektów, pochodzących od atomów lub drobin danego typu, *Bragg* utworzył pojęcie zdolności hamowania, zdefiniowanej w następujący sposób. Niechaj zasięgi cząstek  $\alpha$  w dwóch gazach tej samej koncentracji cząsteczkowej wynoszą  $R$  i  $R_0$ . Liczby drobin potrzebne do całkowitej absorpcji cząstek  $\alpha$  są proporcjonalne do  $R$  i do  $R_0$ ; możemy przeto stosunek  $s = R_0/R$  nazwać *zdolnością hamowania* pierwszego gazu, odniesioną do danego gazu. Jako gaz wzorcowy obieramy zazwyczaj powietrze (traktowane jako zbiór średnich atomów  $A \equiv 14,4$ ) lub tlen.

Biorąc rzecz ogólniej, możemy zdefiniować zdolność hamowania atomów dowolnego pierwiastka jako wielkość odwrotnie proporcjonalną do liczby tych atomów, wystarczającej dla zupełnego zatrzymania cząstek  $\alpha$ . Niechaj  $R$  i  $R_0$  będą to zasięgi w substancji badanej i w substancji wzorcowej,  $d$  i  $d_0$  ich gęstości,  $A$  i  $A_0$  ich ciężary atomowe; względna atomowa zdolność hamowania wyraża się wzorem:

$$s = R_0 d_0 A / R d A_0.$$

Podobnie zdolność hamowania drobiny o masie  $M$  odniesiona do atomu wzorcowego wynosi:

$$s = R_0 d_0 M / R d A_0.$$

Zamiast obliczać zdolność hamowania na podstawie całkowitych zasięgów, w wielu przypadkach ograniczamy się do porównywania równoważnych części zasięgu w badanych substancjach. Zdefiniowana w ten sposób zdolność hamowania nie jest stała wzdłuż całej drogi cząstek,

lecz zmienia się stopniowo wraz z ich prędkością; w przypadku pierwiastków, których ciężar atomowy jest większy od (średniego) ciężaru atomowego powietrza,  $s$  zmniejsza się, gdy prędkość wzrasta; pierwiastki lżejsze od powietrza, np. wodór, zachowują się odwrotnie. Zdolność hamowania nie jest to zatem wielkość dająca się łatwo interpretować.

Atomowa zdolność hamowania jest wzrastającą funkcją ciężaru atomowego. Według *Bragga* i *Kleemanna*  $s$  jest proporcjonalne do  $1/\sqrt{A}$ , zdolność zaś hamowania drobin wyliczamy sumując zdolności hamowania należących do niej atomów. Pierwsze z tych praw stanowi tylko grube przybliżenie do rzeczywistości, toteż usiłowano je zastąpić innymi wzorami, w których zamiast  $A$  figuruje liczba atomowa  $Z$ . Natomiast prawo addytywności sprawdza się dosyć dokładnie z wyjątkiem kilku przypadków, w szczególności zaś związków wodorowych, w których zdolność hamowania atomu wodoru przybiera różne wartości.

W załączonej tablicy są podane średnie zdolności hamowania niektórych pierwiastków, odniesione do fikcyjnego atomu powietrza i wyliczone na podstawie wartości zasięgów wyszczególnionych na tablicy na stronie 178<sup>1)</sup>.

Atom powietrza (14,44)	1,0	<i>Al</i> . . . . .	1,45
<i>H</i> . . . . .	0,22	<i>Cu</i> . . . . .	2,3
<i>He</i> . . . . .	0,35	<i>Ag</i> . . . . .	3,2
<i>N</i> . . . . .	0,99	<i>Sn</i> . . . . .	3,3
<i>O</i> . . . . .	1,06	<i>Pt</i> . . . . .	4,3
<i>A</i> . . . . .	1,90	<i>Au</i> . . . . .	4,3
		<i>Pb</i> . . . . .	4,4

Zdolności hamowania drobin  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_6H_6$ ,  $C_3H_{12}$ ,  $CH_3Br$ ,  $CHCl_3$ , itd. są dosyć dokładnie zgodne z prawem addytywności (zdolność hamowania atomów węgla równa około 0,9). To samo stosuje się do drobin pary wodnej oraz alkoholu (zdolności hamowania równe 1,5 oraz 4,0), natomiast te same drobin w stanie ciekłym posiadają zdolność hamowania większą o około 10%. Ponieważ prawo addytywności sprawdza się w bardzo wielu przypadkach, możemy posługiwać się nim dla obliczania zasięgów, które nie zostały zmierzone bezpośrednio.

#### § 69. Odchylenie magnetyczne i odchylenie elektryczne. Stosunek ładunku do masy.

Cząstki  $\alpha$  są to jądra helu. Masa i energia jednej cząstki. Strata ładunku.

Odchylenie magnetyczne. Pole magnetyczne działa stosunkowo słabo na promienie  $\alpha$ , toteż dla otrzymania dużego odchylenia potrzebne jest bardzo silne pole. Kierunek odchylenia wskazuje, że są to cząstki niosące ładunek dodatni. Na podstawie pomiaru odchylenia można wyli-

<sup>1)</sup> Liczby te są podane tylko dla orientacji, ponieważ istnieją znaczne różnice pomiędzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów.



czyć wielkość  $Mv/E$  ( $M$  — masa cząstki,  $E$  — ładunek,  $v$  — prędkość) i następnie wyliczyć  $v$ .

a) Metoda bezpośrednia, rys. 97.

Substancja aktywna w postaci niezmiernie cienkiej warstwy stanowi źródło liniowe  $S$  promieni  $\alpha$ , prostopadłe do płaszczyzny rysunku. Cienka wiązka promieni  $\alpha$  wychodzących ze źródła, wycięta za pomocą szczeliny  $F$  równoległej do źródła, pada na kliszę fotograficzną  $P$ , prostopadłą do płaszczyzny zawierającej źródło i wiązkę. Cały ten układ znajduje się w szczelnym płaskim naczyniu, dokładnie opróżnionym i umieszczonym między biegunami elektromagnesu wytwarzającego pole magnetyczne  $H$ , prostopadłe do płaszczyzny rysunku i jednostajne w całym obszarze zajęтым przez naczynie. Promienie opisują tor kołowy (porównaj § 15), określony przez punkty  $S$  i  $F$  i promień krzywizny  $R$  wyrażony wzorem:

$$Mv/E = RH,$$

gdzie  $M$ ,  $v$ ,  $E$  są to: masa, prędkość i ładunek cząstki  $\alpha$ .

Dwie kolejne ekspozycje z odwrotnymi kierunkami pola dają na kliszy dwa ostre prążki, umieszczone symetrycznie po obu stronach prążka stanowiącego ślad wiązki: nieodchylonej, tj. otrzymywanego bez pola. Odległość  $z$  między prążkiem środkowym i każdym z prążków bocznych jest wyrażona wzorem  $OA(OA + AB) = OF \times OS$  (rys. 98), czyli

$$z [z + 2 \sqrt{R^2 - (l' + l/2)^2}] = l' (l' + l),$$

gdzie  $l$  jest to odległość między źródłem i szczeliną,  $l'$  zaś między szczeliną i kliszą. Jeżeli  $z$  jest małe, można posługiwać się wzorem przybliżonym:

$$2Rz = l' (l' + l).$$

Jak już wiemy, wszystkie promienie  $\alpha$  danego pierwiastka mają w przybliżeniu jednakowy zasięg; z tego powodu przypisywaliśmy im jednakową prędkość początkową. Ten wniosek został sprawdzony za pomocą pomiarów odchylenia magnetycznego w granicach dokładności osiągalnej za pomocą metody bezpośredniej. W widmie magnetycznym każdemu pierwiastkowi, użytemu w postaci warstwy nieskończenie cienkiej:  $RaA$ ,  $RaC'$ ,  $Po$ ,  $ThC$ ,  $ThC'$  itd., odpowiada odchylony prążek, którego szerokość i ostrość nie różni się prawie niczym od szerokości i ostrości środkowego prążka; nie można zatem stwierdzić żadnego rozproszenia świadczącego o niejednorodności prędkości początkowych<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Doświadczenie jest bardzo dokładne, o ile chodzi o odchylenia, natomiast niezbyt dokładne, jeżeli chodzi o rozproszenie.



jące się tą samą wartością  $R$ . Punkt  $M$  jest to przeto ognisko promieni źródła  $S$ , skąd nazwa «metody ogniskowania». Podobnie jak w metodzie bezpośredniej doświadczenie wymaga wysokiej próżni.

Mamy w tym przypadku wzór:

$$z^2 + l^2 = 4R^2,$$

gdzie  $z$  jest to odchylenie  $OM$  liczone od środka  $O$  diafragmy,  $l$  zaś jest to odległość  $OS$  od tego środka do źródła. Widzimy, że  $z$  wzrasta wraz z  $R$ ; jeżeli  $z$  jest wielkie w porównaniu z  $l$ ,  $z$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do  $R$ , tj. do  $Mv/eH$ .

Przykład: Promienie  $\alpha$  radu  $C'$ ,  $H = 24000$  oerstedów,  $R$  jest zbliżone do  $16,6$  cm,  $z$  do  $33$  cm. Zmianie prędkości o 1% odpowiada zmiana  $z$  około 3 mm.

Oceniamy, że zdolność rozdzielcza, którą ta metoda daje w badaniu widma magnetycznego promieni  $\alpha$ , jest sto razy większa od zdolności rozdzielczej otrzymywanej w najlepszych warunkach za pomocą metody bezpośredniej.

Zastosowanie metody ogniskowania do promieni  $\alpha$  *ThC* ujawniło złożoną lub tzw. «subtelną» budowę tych promieni (*S. Rosenblum*). Zamiast jednego prążka (tabl. IX, fig. 3) otrzymano 6 prążków, mianowicie dwa silne, bardzo zbliżone oraz 4 słabsze. Złożoną budowę promieni  $\alpha$  wykryto również w przypadku *RaC*, *AcX*, *An*, *AcC*, *RTh*, *Ra*. Natomiast prążki pochodzące od *RaA*, *RaC'*, *Po*, *ThC'* nie dają się rozszczepić; są zatem proste. Na tablicach IX i X są umieszczone niektóre zdjęcia widm; prążki bardzo słabe są na reprodukcji niewidoczne.

*ThC* (6 prążków) tabl. IX, fig. 4 i 6.

*ThC'* (1 prążek) tabl. IX, fig. 6.

*AcC* (2 prążki), *AcC'* (1 prążek) tabl. IX, fig. 5.

*RTh* (1 prążek), *ThX* (1 prążek), *Tn* (1 prążek), *ThA* (1 prążek) tabl. X, fig. 1.

*RaC* (11 prążków), *AcX* (3 prążki, z których jeden nakłada się na pobliski prążek *RaC*), *An* (3 prążki), *AcA* (1 prążek) tabl. X, fig. 2.

*Ra* (2 prążki), *Rn* (1 prążek), *RaA* (1 prążek), *RaC'* (1 prążek) tabl. X, fig. 3.

Na fig. 4 znajdują się na tej samej kliszy prążki *ThC* + *ThC'*, *RaC'*, *AcC* + *AcC'* oraz *Po*. Widmo to zostało otrzymane za pomocą źródła utworzonego z mieszaniny tych radiopierwiastków.

Prędkości odpowiadające prążkom subtelnej budowy są podane w tabl. 7 b Przypisów.

Dla zrealizowania warunków, w których cząstki  $\alpha$  opisują połowę koła w prawie jednostajnym polu magnetycznym, można posługiwać się również elektromagnesem stosunkowo małej mocy, zaopatrzonym w bieguny w kształcie pierścienia. To urządzenie zostało zastosowane w połączeniu z licznikiem cząstek zamiast kliszy fotograficznej.





Fig. 1.

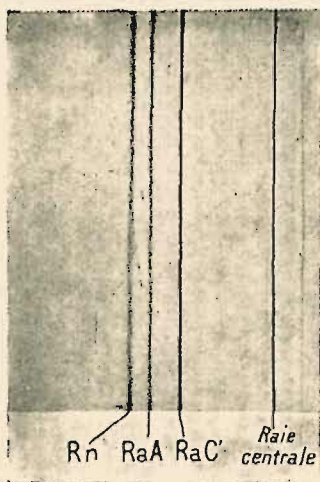


Fig. 2.

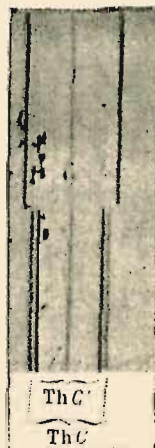


Fig. 3.

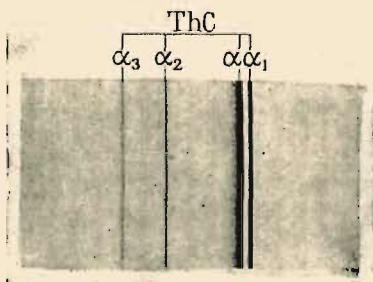


Fig. 4.

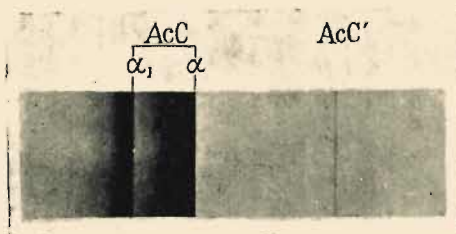


Fig. 5.



Fig. 6.

- Fig. 1. Promienie  $\alpha$  odchylone w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Ślad wiązek równoległych do kliszy (*H. Becquerel*).
- Fig. 2. Radon w cienkościenniej rurce szklanej. Pole magnetyczne 15000 oerstedów (powiększenie dziewięciokrotne).
- Fig. 3. Strata prędkości w ekranie ze złota ( $21,4 \text{ mg/cm}^2$ ). U dołu promienie  $\alpha \text{ ThC} + \text{C}'$  — nie zwolnione; na górze zwolnione promienie  $\alpha \text{ ThC}$ ; promienie  $\alpha \text{ ThC}$  są całkowicie pochłonięte (powiększenie pięciokrotne).
- Fig. 2 i 3. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda odchylenia bezpośredniego (*Rosenblum*).
- Fig. 4, 5, 6. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda ogniskowania (*S. Rosenblum*).

TABLICA X.

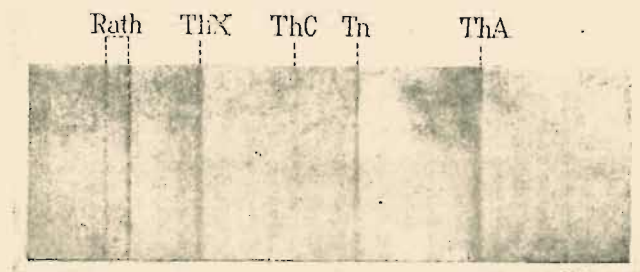


Fig. 1.

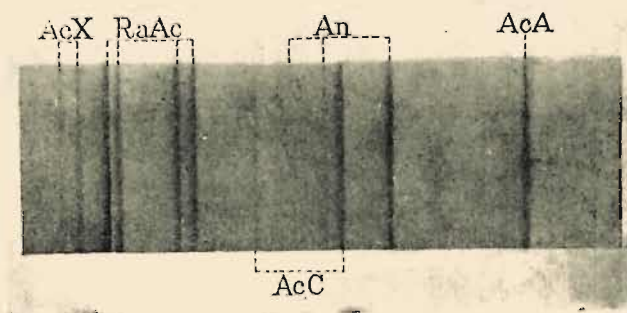


Fig. 2.

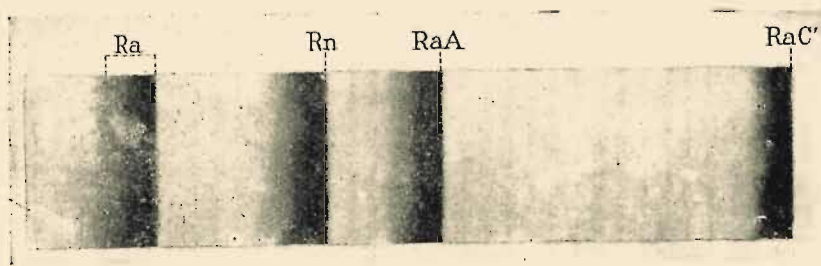


Fig. 3.

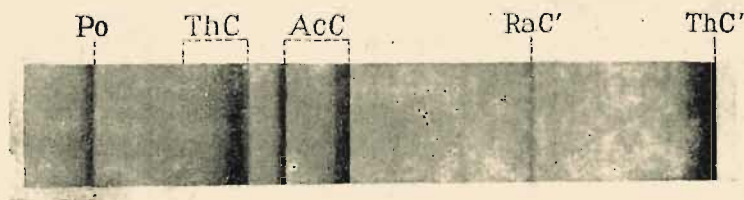


Fig. 4.

Fig. 1, 2, 3, 4. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda ogniskowania (*S. Rosenblum*).

Można badać subtelną budowę grup promieni  $\alpha$  nie tylko drogą pomiaru odchylenia magnetycznego, lecz również drogą mierzenia długości zasięgu. Tak np. w przypadku *RaC* metoda torów mgiełkowych (§ 67 b) ujawnia dwie grupy cząstek  $\alpha$ , z których każda odpowiada kilku prążkom widma magnetycznego (*Irena Curie*). Za pomocą metody różnicowej (§ 67 g) zdołano ujawnić złożoną budowę cząstek  $\alpha$  niektórych pierwiastków, m.i. *RaC''* (*Rutherford* i jego współpracownicy).

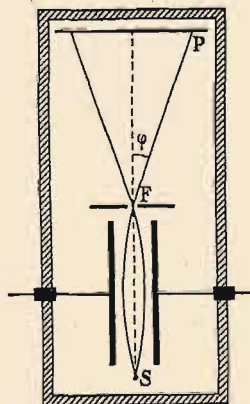
Emisja kilku grup cząstek  $\alpha$  posiadających zbliżone prędkości i pochodzących od tego samego pierwiastka pozostaje w związku z emisją promieni  $\gamma$ , towarzyszącą przemianie promieniotwórczej tego pierwiastka (rozdz. XVI).

**Odchylenie elektryczne.** Pomiar odchylenia elektrycznego pozwala wyliczyć wielkość  $Mo^2/E$  (patrz § 14). Następujące urządzenie służy do pomiarów tego rodzaju.

Promienie wysyłane przez liniowe źródło *S*, prostopadłe do płaszczyzny rys. 100, biegną pomiędzy płytkami kondensatora, gdzie zostają odchylone, przechodzą przez szczelinę *F* i padają na kliszę *P*. Tor promieni w okolicy objętej polem elektrycznym *h*, a zatem na długości *l* równej długości płytek, jest to łuk paraboli przechodzącej przez źródło i szczelinę i posiadającej wierzchołek w środku toru. W przestrzeni poza szczeliną, a zatem tam, gdzie pola już nie ma, tor cząstek jest prostoliniowy i tworzy kąt  $\varphi$  z kierunkiem wiązki nieodchylonej.

Odchylenie elektryczne wynosi  $y = l' \operatorname{tg} \varphi$ , gdzie  $l'$  jest to odległość między szczeliną i kliszą. Z drugiej strony, na podstawie własności paraboli mamy  $\operatorname{tg} \varphi = 4\delta/l$ , gdzie  $\delta$  jest to wysokość odcinka paraboli i równa się odchyleniu cząstki, o masie *M* i ładunku *E*, po przebyciu drogi  $l/2$  z prędkością *v* pod działaniem siły  $eh$  prostopadłej do kierunku prędkości. Mamy zatem:

$$\delta = Ehl^2/8Mo^2, \quad y = Ehl'l'/2Mo^2.$$



Rys. 100.

Doświadczenie musi być wykonane w wysokiej próżni. Znajomość odchylenia elektrycznego oraz magnetycznego pozwala wyliczyć stosunek  $E/M$  oraz prędkość *v*.

**Stosunek  $E/M$  i prędkość cząstek.** Nader dokładne pomiary wykonane z promieniami  $\alpha$  *RaC'* (*Rutherford* i *Robinson*) prowadzą do średniej wartości  $E/M = 4820 \text{ j. em.}$  Wartość ta jest bardzo zbliżona do wartości teoretycznej  $E/M$  dwuwartościowego jonu helu, wynoszącej  $9649 \times 2/4,001 = 4823$  (ładunek gramojonu jednowartościowego  $9649 \text{ j. em.}$ , masa atomowa *He* 4,002, masa *He<sup>++</sup>* 4,001).

W przypadku promieni  $\alpha$  *RaA* i *Rn* otrzymano wartość stosunku  $E/M$



bardzo zbliżoną do poprzedniej. Promienie  $\alpha$  innych ciał były przedmiotem pomiarów mniej dokładnych, wyniki jednak były bardzo zbliżone. Ponadto udowodniono, że wielkość stosunku  $E/M$  nie zmienia się, gdy cząstki  $\alpha$  przechodzą przez cienki ekran z substancji stałej. Można zatem uważać za fakt niewątpliwy, że cząstka  $\alpha$  w chwili emisji jest to atom helu pozbawiony swoich dwóch elektronów, czyli tzw. jądro helu oznaczone symbolem  $He^{++}$ . Stąd wynika, że dla oznaczenia prędkości początkowej wystarczy zmierzyć odchylenie magnetyczne dające bezpośrednio stosunek  $Mv/E$ . W przypadku cząstek  $\alpha$  radu  $C'$  wartość ta wynosi  $3,993 \cdot 10^5$ , jak to wynika z bardzo dokładnych oznaczeń wykonanych za pomocą metody ogniskowania (*Rosenblum i Dupouy*). Biorąc pod uwagę zmianę masy wraz z prędkością:  $M = M_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ , znajdujemy, że prędkość tych cząstek wynosi  $v = 1,922 \cdot 10^9$  cm/sek,  $E/M = 4813$ .

Prędkości niektórych grup cząstek  $\alpha$  zostały zmierzone bezpośrednio, w innych przypadkach zostały wyliczone na podstawie długości zasięgu (§ 70). Spis prędkości wszystkich znanych grup znajdujemy w tabl. VII b Przypisów; prędkości te są zawarte między  $1,4 \cdot 10^9$  cm/sek oraz  $2,25 \cdot 10^9$  cm/sek.

Droga doświadczalna stwierdzono w sposób oczywisty, że cząstki  $\alpha$  po całkowitym utraceniu prędkości tworzą zwykły hel (*Rutherford*). Do tego doświadczenia użyto radonu zawartego w rurce ze szklanej, której bardzo cienkie ścianki wypuszczały promienie  $\alpha$  na zewnątrz. Rureczka była umieszczona w szklanym zbiorniku, w którym zrobiono dobrą próżnię. Promienie  $\alpha$  wychodzące z rurki były pochłaniane w ściankach zbiornika. Utworzone atomy helu wydzielaly się następnie ze szkła wskutek dyfuzji, którą można było przyspieszyć umiarkowanym ogrzaniem szkła. Po upływie kilku dni nagromadzony gaz wtłaczano ręką do rurki włoskowatej, umieszczonej w górnej części zbiornika i zaopatrzonej w dwie elektrody. W ten sposób można było zmierzyć objętość gazu i stwierdzić, że jego widmo jest identyczne z widmem helu.

*Masa i energia cząstki  $\alpha$ .* Znając wartość stosunku  $E/M$  cząstek  $\alpha$  i przyjmując, że  $E = 2e$ , gdzie  $e$  jest to ładunek elementarny, możemy obliczyć masę jednej cząstki.

Przyjmując że  $E/M_0 = 4823$  j.em =  $1,447 \cdot 10^{14}$  j.es,  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ , znajdujemy

$$M_0 = 6,598 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Poprawka wynikająca ze zmiany masy wraz z prędkością wynosi w przypadku promieni  $\alpha$  radu  $C'$  zaledwie 0,25%.

Energia kinetyczna  $W$  cząstki  $\alpha$  w chwili jej emisji równa się  $Mv^2/2$ , gdzie  $v$  jest to prędkość początkowa; wzór ten stosuje się do prędkości, dla których  $\beta = v/c$  jest mniejsze od 0,08 ( $c$ —prędkość światła) z dokładnością do 0,5%. W tym przybliżeniu znajdujemy  $W = 3,30 \cdot 10^{-24} v^2$  ergów; wzór dokładniejszy daje:  $W = M_0 c^2 (1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1) = 5,930 \cdot 10^{-3} (\eta - 1)$  erg, gdzie  $\eta = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

Potencjał równoważny jest to różnica potencjału  $\varphi$ , która byłaby potrzebna dla nadania cząstce obserwowanej prędkości lub energii. Potencjał ten określamy wzorem  $W = 2e\varphi$ , skąd:

$\varphi = M_0 c^2(\eta - 1) / 2e = 6,216 \cdot 10^9 (\eta - 1) \text{ j.es} = 1,864 \cdot 10^9 (\eta - 1) \text{ woltów}$   
lub w przybliżeniu:

$$\varphi = Mv^2/4e = 1,036 \cdot 10^{-12} v^2 \text{ woltów.}$$

Jest ogólnie przyjęte oznaczać energię  $W$  za pomocą potencjału  $V = W/e = 2\varphi$ , tj. w elektronowoltach.

W przypadku cząstki  $\alpha$   $RaC'$ , której prędkość  $v = 1,922 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$ , znajdujemy zgodnie z poprzednimi wzorami  $W = 1,22 \cdot 10^{-5} \text{ erg} = 7,683 \cdot 10^6$  elektronowoltów,  $\varphi = 3,84 \cdot 10^6$  woltów. Widzimy zatem, że energia cząstki  $\alpha$  jest znaczna w porównaniu z energią ruchów cieplnych.

Za pomocą napięć rzędu  $10^6$  woltów zdołano nadać dodatnim jonom helu energię, której odpowiada zasięg zbliżony do  $1 \text{ cm}$  (Crane, Lauritsen i Soltan).

Emisja cząstki  $\alpha$  jest to zjawisko zachodzące wewnątrz jądra atomu promieniotwórczego. Gdyby jądro było kulą o promieniu  $a$  i gdyby cząstka  $\alpha$ , umieszczona na powierzchni i posiadająca ładunek  $2e$ , była odpychana działaniem ładunku  $Ne$  jądra umieszczonego w środku kuli, to energia uzyskana przez cząstkę pod działaniem siły odpychającej wynosiłaby  $W = 2e^2 N/a$ . Przyjmując  $a$  równe  $10^{-11} \text{ cm}$ , co odpowiada pod względem rzędu wielkości rozmiarom ciężkich jąder (§ 79), znajdujemy, że  $W$  równa się w przybliżeniu  $4 \cdot 10^{-6} \text{ erg}$ . Jak widzimy, jest to rząd wielkości energii cząstki  $\alpha$ . Wyobrażamy sobie zatem, że w okolicy jądra, a prawdopodobnie także i w jego wnętrzu, istnieją pola elektryczne o olbrzymim natężeniu, odpowiadające różnicy potencjału rzędu kilku milionów woltów między punktami oddalonymi o odległość bardzo małą w porównaniu z rozmiarami atomów.

Na tablicy VIIa Przypisów znajdujemy wartości energii  $W$  odpowiadające różnym prędkościom cząstek  $\alpha$  i obliczone z uwzględnieniem poprawki relatywistycznej.

*Strata ładunku.* Jak to widzieliśmy, cząstka  $\alpha$  w chwili emisji jest jądrem helu. Z drugiej strony, zbierając te cząstki po stracie ich prędkości otrzymujemy hel w stanie atomów obojętnych. Stąd wynika, że cząstka  $\alpha$  traci podczas swego przelotu ładunek chwytając dwa brakujące elektrony; należy przypuszczać, że dzieje się to w pobliżu końca zasięgu. W istocie, rozważania oparte na teorii kinetycznej prowadzą do wniosku, że cząstka obojętna, posiadająca początkową prędkość cząstki  $\alpha$ , może przebiec w gazie tylko znikomo krótką drogę; tak np. z najprostszej hipotezy zderzeń sprężystych między cząsteczkami wynika, że po niewielkiej liczbie zderzeń prędkość cząsteczki zmniejszałaby się tak dalece, iż zrównałaby się z prędkością ruchów cieplnych; ponadto już pierwsze zderzenia z atomami powietrza sprawiłyby, że cząsteczka została odrzucona w tył lub na bok.



Okoliczności, w których cząstka  $\alpha$  może chwycić elektrony, zostały wyjaśnione w pracach *Hendersona* i *Rutherforda*. Uчени ci analizowali za pomocą metody odchylenia magnetycznego równoległą wiązkę, przenikającą do bardzo dobrej próżni po przejściu przez ekran z substancji stałej. Widmo magnetyczne składa się w tym przypadku z dwóch prążków, z których jeden odpowiada cząstkom  $He^{++}$  z podwójnym ładunkiem, drugi zaś, mniej odchylony, cząstkom  $He^+$  niosącym ładunek pojedynczy. Na podstawie względnego natężenia tych prążków wnosimy, że liczba cząstek z pojedynczym ładunkiem wzrasta wraz z grubością przebytego ekranu. Jeżeli zasięg pozostały jest bardzo mały, wiązka zawiera również stosunkowo znaczną ilość cząstek nienaładowanych. Z tych doświadczeń wynika, że cząstka  $\alpha$  może na przemian tracić i odzyskiwać jeden lub dwa elektrony i że to może zdarzać się kilkaset razy podczas jej przelotu. Można zdefiniować *średnią drogę* każdego z jonów  $He^{++}$  i  $He^+$ , tj. drogę, którą jon może przebiec w powietrzu (średnia droga przed schwytaniem elektronu  $\lambda_1$  i średnia droga przed utraceniem elektronu  $\lambda_2$ ). Stosunek liczby jonów  $He^+$  i  $He^{++}$  równa się stosunkowi średnich dróg  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ , z których pierwsza zmniejsza się wraz z prędkością cząstek  $v$  znacznie powolniej niż druga, tak iż stosunek liczby jonów pojedynczych do liczby jonów podwójnych wzrasta nader szybko, gdy  $v$  się zmniejsza. Podajemy niektóre wartości średnich dróg  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia (promienie  $\alpha$  radu C'):

Prędkość	$\lambda_1$ (schwytanie elektronu)	$\lambda_2$ (utrata elektronu)	$\lambda_2 p_1$
$1,80 \times 10^9$ cm/sek	2.200 mikronów	11 mikronów	0,005
$1,46 \times 10^9$ cm/sek	520 „	7,8 „	0,015
$0,90 \times 10^9$ cm/sek	37 „	5,0 „	0,13
$0,56 \times 10^9$ cm/sek	3 „	3,0 „	1

Średnia droga obojętnego atomu helu przed utratą jednego elektronu jest oceniana na jeden mikron, jeżeli prędkość wynosi  $0,9 \cdot 10^9$  cm/sek.

W przedziale małych prędkości, gdzie wymiany są bardzo częste, cząstki zachowują się w polu magnetycznym tak, jak gdyby posiadały ładunek zawarty między  $e$  i  $2e$ .

Biorąc rzeczy przeciętnie, cząstka  $\alpha$  *RaC'* jest podwójnie naładowana aż do odległości 6,4 cm, pojedynczo zaś naładowana na pozostałej części zasięgu, wynoszącej 0,5 cm.

Teoria tego zjawiska wskazuje, że prawdopodobieństwo utracenia elektronu jest tym większe, im potencjał jonizacyjny atomu jest większy, prawdopodobieństwo zaś schwytania elektronu jest tym większe, im prędkość elektronu na orbicie atomowej jest bardziej zbliżona co do wielkości i kierunku do prędkości cząstki  $\alpha$ . Przybliżone rachunki, oparte na tych założeniach, prowadzą do wniosków na ogół zgodnych z doświadczeniem.