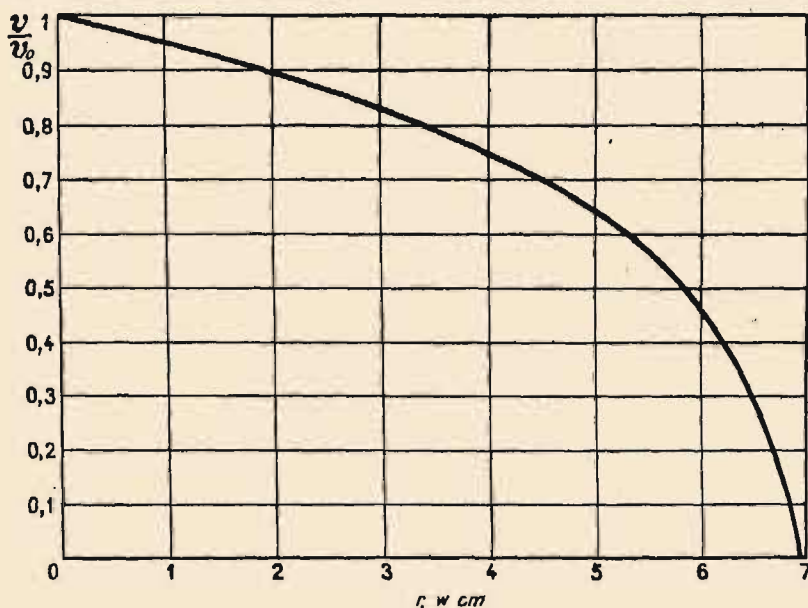


§ 70. Zależność między prędkością początkową i zasięgiem. Zależność między prędkością początkową a stałą zaniku.

Zasięg cząstek  $\alpha$  w powietrzu wzrasta, jak to widzieliśmy, wraz z prędkością początkową. W celu dokładnego zbadania tej zależności zmniejszamy stopniowo prędkość i zasięg ustawiając ekrany na drodze cząstek. Pozostały zasięg  $r$  po przejściu przez ekran wyznaczamy na podstawie badania krzywej jonizacji. W celu zaś wyznaczenia prędkości cząstek wychodzących z ekranu możemy zastosować metodę magnetyczną (rys. 97), przykrywając połowę liniowego źródła badanym ekranem, dzięki czemu otrzymujemy na kliszy dwa prążki odpowiadające prędkości początkowej oraz prędkości zmniejszonej. Jeżeli utrata prędkości nie jest



Rys. 101. Związek między prędkością i zasięgiem (Briggs. Irena Curie).  $R$  — zasięg pozostały w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym;  $v$  — prędkość;  $v_0 = 1,922 \cdot 10^9$  cm/sek, prędkość początkowa promieni  $\alpha$   $RaC'$ .

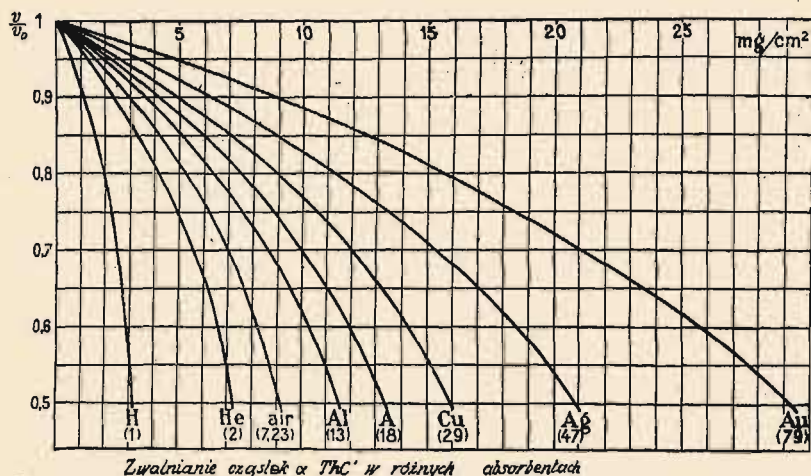
zbyt wielka, prążek małej prędkości nie jest rozszerzony w sposób widoczny i posiada ostrość wystarczającą dla dokładnych pomiarów. Doświadczenie tego rodzaju jest przedstawione na tabl. IX, fig. 3.

Za pomocą odpowiedniego urządzenia można również mierzyć prędkość cząstek po przejściu przez warstwę zawierającą określoną ilość gazu.

Geiger wykazał, że istnieje bardzo prosta zależność  $r = kv^3$  lub, innymi słowy, że zasięg jest proporcjonalny do sześcianu prędkości. Ta zależność, znana pod nazwą *prawa Geigera*, nie daje się interpretować teoretycznie w prosty sposób i nie stosuje się do dwóch ostatnich cm zasięgu (prędkość mniejsza od  $10^9$  cm/sek); natomiast stosuje się dosyć dokładnie do prędkości początkowych i do zasięgów w powietrzu zna-

nych grup cząstek  $\alpha$ ; najlepsza wartość  $k$  wynosi  $9,25 \cdot 10^{-28}$ , czyli  $1/k = 1,08 \cdot 10^{27}$  ( $v$  w  $\text{cm/sec}$ ,  $r$  — zasięg w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia). Jeżeli chcemy obliczyć prędkość odpowiadającą danemu zasięgowi w sposób bardziej dokładny, musimy posługiwać się krzywą doświadczalną  $v = f(r)$ .

Zależność między prędkością i zasięgiem jest przedstawiona na krzywej rys. 101; rzędne są to stosunki  $v/v_0$ , gdzie  $v_0$  jest prędkością początkową cząstek  $\alpha$  radu  $C'$ ; znaczna część krzywej została otrzymana



Rys. 102 Krzywe zwalniania cząstek  $\alpha$  (według S. Rosenbluma i G. Mano):  $v_0 = 2,054 \cdot 10^9 \text{ cm/sec}$  (prędkość początkowa promieni  $\alpha$  ThC),  $v$  — prędkość po przejściu przez ekran.

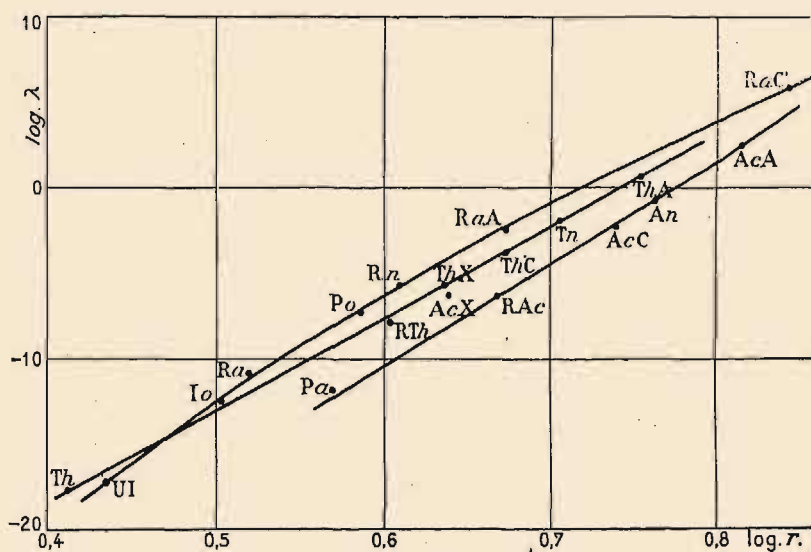
drogą bezpośrednich pomiarów  $r$  i  $v$ ; w części odpowiadającej kilku ostatnim milimetrom  $v$  zostało wyliczone na podstawie krzywej jonizacji w założeniu, że zdolność jonizacyjna jest proporcjonalna do energii traconej wzdłuż drogi cząstek (§ 66); w tej części  $v$  i  $r$  są w przybliżeniu proporcjonalne do siebie.

Zmiana prędkości cząstek  $\alpha$  po przejściu przez ekrany została zbadana w przypadku niektórych metali, dających się otrzymać w postaci cienkich blaszek. Najmniejsza zbadana prędkość wynosiła  $4 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$ , najmniejszy zasięg pozostały  $3 \text{ mm}$ . Prążek widma magnetycznego jest w tych warunkach znacznie rozszerzony, co dowodzi, że wskutek przejścia przez ekran powstają różnice prędkości między cząstkami.

Krzywe na rys. 102 pokazują, że ekrany z różnych ciał, posiadające tę samą masę powierzchniową, zmniejszają prędkość tym bardziej, im liczba atomowa jest mniejsza.

Geiger i Nuttall zwrócili uwagę na niezmiernie ważny związek istniejący między zasięgiem  $r$  cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez dany radioelement i jego stałą zaniku  $\lambda$ . Jeżeli porównujemy pierwiastki należące do tej samej rodziny, zasięg cząstek  $\alpha$  jest tym dłuższy, im

zanik jest szybszy, ponadto  $\log \lambda$  jest w przybliżeniu liniową funkcją  $\log r$ . Krzywa, której rzędne są to  $\log \lambda$ , odcięte zaś  $\log r$ , jest to linia prosta. Mamy trzy takie proste w przybliżeniu równoległe, z których pierwsza obejmuje uran, jon, rad i jego pochodne, druga — tor i jego pochodne, trzecia — pierwiastki rodziny aktynowej z aktynem na czele. Dokładniejsze badania wykazują, że otrzymujemy lepszą zgodność, jeżeli rezygnujemy z postaci liniowej i wykreślamy prawidłową krzywą, która w sposób bardziej zadowalający przechodzi przez wszystkie punkty doświadczalne. Wykresy tego rodzaju są przedstawione na rys. 103; wartości zasięgów są zaczerpnięte z tabl. VII b Przypisów. Widzimy, że wszystkie ciała rodziny  $U-Ra$  mieszczą się na prawidłowej krzywej; to samo stosuje się do rodziny toru. W rodzinie aktynu nie



Rys. 103.

mamy takiej prawidłowości, główna zaś rozbieżność pochodzi od  $AcX$ , którego okres jest znacznie mniejszy od okresu  $RaC$ , gdy tymczasem zasięg cząstek  $\alpha$  jest znacznie krótszy.

Prawo *Geigera-Nuttalla* wyraża związek między prawdopodobieństwem przemiany i energią cząstki  $\alpha$ . Związek ten posiada niewątpliwie głębokie znaczenie w zagadnieniu budowy jądra. Jak to zobaczymy w jednym z dalszych ustępów, mechanika kwantowa daje interpretację teoretyczną tego związku (rozdz. XXI, § 114).

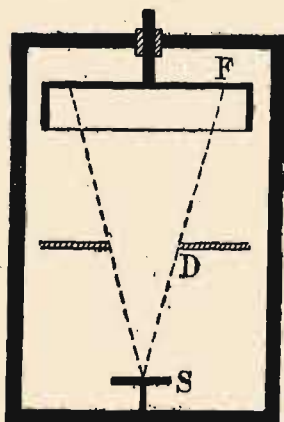
#### § 71. Ładunek cząstek $\alpha$ . Oznaczanie średniego czasu życia radu.

W pomiarach ładunku przeniesionego przez promienie  $\alpha$  jest rzeczą konieczną, aby elektroda otrzymująca ładunek była umieszczona w możliwie doskonałej próżni. W istocie promienie te wytwarzają taką



silną jonizację gazu (§ 72), że prąd wynikający z przenoszenia ładunku jest na ogół znikomo mały wobec prądu jonizacyjnego i staje się dostrzegalny tylko pod bardzo niskim ciśnieniem. Istnieją ponadto inne trudności, wynikające z obecności elektronów: w istocie źródło może dawać również promienie  $\beta$ , ponadto mamy zawsze do czynienia z emisją powolnych elektronów z każdej powierzchni, na którą padają promienie  $\alpha$  (por. promienie  $\delta$ , § 75).

Do pomiarów ładunku używamy następującego przyrządu (*Rutherford i Geiger*) (rys. 104). Wiązka promieni  $\alpha$  wychodzi z bardzo małego źródła, umieszczonego na płycie  $S$  w postaci niezmiernie cienkiej warstwy substancji promieniotwórczej; wiązkę ogranicza diafragma  $D$ , której otwór jest zakryty bardzo cienką folią



Rys. 104.

glinową (około  $3 \mu$ ). Po przejściu przez diafragmę promienie  $\alpha$  przenikają do puszki Faradaya  $F$ , której otwór wejściowy jest przykryty folią glinową podobną do folii położonej na diafragmie. Elektroda  $F$  jest połączona z elektrometrem; między  $F$  i  $D$  wytwarzamy pole elektryczne  $h$ , które nie zmienia prędkości cząstek  $\alpha$  w sposób dostrzegalny i pozwala ocenić pozostały prąd jonowy. Przyrząd ten umieszczamy w silnym polu magnetycznym, prostopadłym do płaszczyzny rysunku, w celu odchylenia promieni  $\beta$  wychodzących ze źródła; pole to zakrzywia bardzo powolne elektrony, wychodzące z elektrod  $D$  i  $F$  tak silnie, że elektrony powracają do powierzchni emisyjnej. Natomiast odchylenie promieni  $\alpha$  w polu magnetycznym jest bardzo małe i nie odgrywa żadnej roli w pomiarach. Niech  $i$  będzie prąd pochodzący od ładunku cząstek,  $i'$  — prąd jonowy. W zależności od kierunku pola  $h$  elektroda  $E$  będzie otrzymywała prąd

$$i_1 = i + i' \text{ lub } i_2 = i - i'; \text{ skąd } i = (i_1 + i_2)/2.$$

Jeżeli próżnia jest doskonała,  $i'$  jest znikomo małe i powinniśmy mieć  $i = i_1 = i_2$ , o ile ładunki wtórne, pochodzące od elektronów wybiegających z powierzchni ciał stałych, zostały całkowicie usunięte.

Opisaną metodę zastosowano do oznaczenia ładunku promieni  $\alpha$ , wysyłanych w ciągu danego czasu przez  $RaC'$  zawarty w preparacie  $RaC$ . W tym samym doświadczeniu mierzono bardzo przenikliwe promieniowanie radu  $C$  porównyując je z promieniowaniem znanej ilości radu w równowadze z radonem i osadem aktywnym (§ 97). Ponieważ w tym ostatnim przypadku bardzo przenikliwe promienie  $\gamma$  pochodzą wyłącznie od  $RaC$ , przeto pomiar daje odpowiedź na pytanie z jaką ilością radu badany preparat  $RaC$  byłby w równowadze, innymi słowy, ile wynosi jego aktywność w curie. Z drugiej strony, jak wiemy, w stanie równowagi promieniotwórczej między substancją macierzystą i jej pochod-

nymi liczba atomów każdego rodzaju ulegających przemianie w jednostce czasu, jest jednakowa, każdy zaś atom  $Ra$  lub  $RaC'$  wysyła w chwili przemiany tylko jedną cząstkę  $\alpha$ . Ładunek cząstek  $\alpha$ , wysyłanych przez preparat  $RaC + RaC'$ , obliczony na jeden curie  $RaC$ , jest zatem równy ładunkowi cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w jednostce czasu przez jeden gram  $Ra$ . W ten sposób metoda prowadzi do wyznaczania ładunku  $q$  cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w sekundzie przez gram radu. Byłoby rzeczą niepoprawną mierzyć tę wielkość używając soli radowej jako źródła promieni, gdyż nie można utworzyć dostatecznie cienkiej warstwy radu pozbawionego w zupełności pierwiastków pochodnych.

Wielkość  $q$  jest to bardzo ważna stała podstawowa, pozwalająca wyliczyć szybkość przemiany radu. W istocie jeżeli  $e$  jest to ładunek elementarny, liczba  $n$  cząstek  $\alpha$  przenoszących ładunek  $q$  wynosi  $q/2e$ ; jest to zarazem liczba atomów, które uległy przemianie. Z drugiej strony 1 gram radu zawiera  $N/226$  atomów ( $N$ —stała Avogadro), stała zaś  $\lambda$  zaniku radu równa się stosunkowi liczby atomów, przeobrażonych w jednostce czasu do całkowitej liczby atomów. Kładąc  $Ne = F = 9650 \text{ j.em}$ , mamy:

$$\lambda = 226 n/N = 226 q/2F.$$

Znając  $\lambda$  można obliczyć średni czas życia  $\theta$  oraz okres  $T$ . Z najnowszych pomiarów wynika  $q = 35,1 \text{ j.es}$  (Braddick i Cave), skąd znajdujemy, że  $n = 3,68 \cdot 10^{10}$ , okres zaś radu = 1600 lat.

Wyniki te zostały sprawdzone drogą liczenia cząstek  $\alpha$ , co daje bezpośrednio  $n$  (§ 72).

Na podstawie znajomości ładunku  $q$  możemy obliczyć objętość radonu i helu, wytworzonych w sekundzie przez gram radu. W istocie liczba wysyłanych cząstek,  $n = q/2e$ , równa się liczbie atomów helu oraz liczbie atomów radonu, utworzonych w tym samym czasie. W sekundzie powstaje zatem  $n/N$  gramodrobin helu i taka sama liczba gramodrobin radonu, mianowicie  $q/2F$ , gdzie  $F$  jest to stała Faradaya; objętość każdego z tych gazów wynosi  $qU/2F$ , gdzie  $U$  jest to objętość gramodrobiny.

Ponieważ hel nagromadza się nieustannie, przeto jego objętość wzrasta proporcjonalnie do czasu  $t$ , jeżeli  $t$  jest małe w porównaniu ze średnim czasem życia radu. Objętość  $u$  helu utworzonego przez gram radu w równowadze z radonem,  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$  równa się zatem:

$$u = 4nUt/N = 2qUt/F,$$

ponieważ mamy do czynienia z emisją czterech grup cząstek  $\alpha$  w równych ilościach.

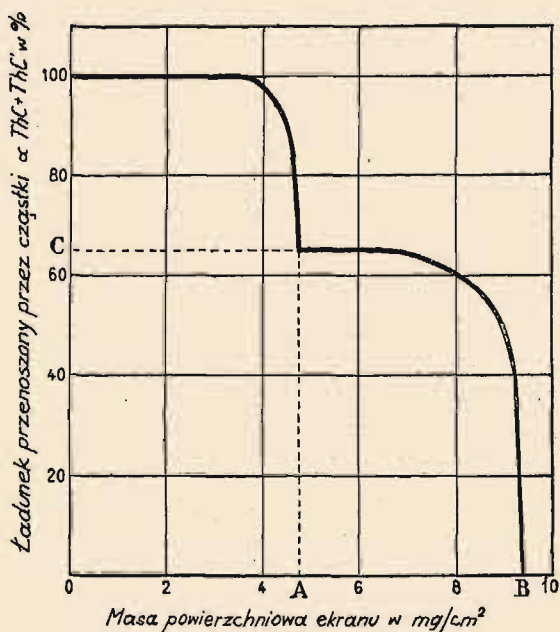
Natomiast radon ulega samorzutnej destrukcji i wskutek tego jego ilość może wzrastać tylko do pewnej granicy; objętość graniczna  $u'$  wyraża się wzorem:

$$u' = nU/\lambda N = qU/2F\lambda,$$

gdzie  $\lambda$  jest to stała zaniku radonu. Objętość obliczona w ten sposób jest to objętość jednego curie, tj. ilości radonu w równowadze z gramem radu.

Obliczone wartości  $u$  i  $u'$  są zgodne z doświadczeniem. Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ ,  $q = 35,3 \text{ j.es}$  (patrz § 79),  $U = 22,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$ ,  $F = 9650 \text{ j.em}$ ,  $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ sek}^{-1}$  znajdujemy w  $0^\circ u = 173 \text{ mm}^3$  na rok,  $u' = 0,66 \text{ mm}^3$  (patrz § 73 i § 51).

Badano również ładunek promieni  $\alpha$  innych radiopierwiastków, mianowicie  $Po$ ,  $ThC + ThC'$ ; w tych przypadkach jednak nie znamy dokładnie stosunku tego ładunku do ilości radiopierwiastka. Jeżeli doko-



Rys. 105. Promienie  $\alpha$   $ThC + ThC'$ . Zasięg w celofanie  $OA = 4,75 \text{ mg/cm}^2$ ,  $OB = 9,35 \text{ mg/cm}^2$ . Stosunek  $100 - OC/OC \approx 0,35$ .

nywamy jednocześnie pomiarów ładunku i prądu jonowego, możemy obliczyć liczbę jonów utworzonych przez jedną cząstkę (§ 72). Uzupełniając te pomiary bezpośrednim liczeniem cząstek  $\alpha$ , wyznaczamy ładunek jednej cząstki  $\alpha$ . Rutherford dowiódł za pomocą tej metody, że cząstka  $\alpha$  posiada podwójny ładunek elementarny, mianowicie otrzymał wartość  $9,3 \cdot 10^{-10} \text{ j.es}$ .

Jeżeli równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  przechodzi przez cienki jednorodny ekran, liczba cząstek pozostaje najpierw w przybliżeniu niezmienna, gdy zmieniamy grubość ekranu; nie zmienia się rów-

nież prąd ładowania mierzony poza ekranem; liczba cząstek usuniętych z wiązki wskutek rozproszenia oraz liczba cząstek naładowanych pojedynczo lub obojętnych jest zatem stosunkowo bardzo mała. Liczby te wzrastają jednak nader szybko w okolicy końca zasięgu w substancji, co znajduje wyraz w raptownym spadku prądu ładowania. Rys. 105 przedstawia zmianę tego prądu jako funkcję grubości celofanu, przez który przechodzą promienie  $\alpha$  aktywnego osadu toru (według Grégoire'a). Pierwszy spadek prądu odpowiada zniknięciu promieni  $\alpha$   $ThC$ , drugi zaś oznacza koniec zasięgu promieni  $ThC'$ . Doświadczenie pozwala zatem rozróżnić obie te grupy, obliczyć ich zasięgi i oznaczyć względną liczbę cząstek w każdej z nich.



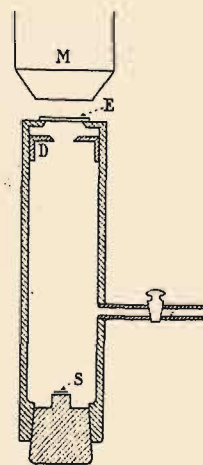
§ 72. Liczenie cząstek  $\alpha$ . Liczba jonów wytworzonych przez cząstkę  $\alpha$  wzdłuż całkowitej drogi.

W § 65 (por. także § 67) zostały opisane główne metody obserwowania indywidualnych cząstek. Wszystkie te metody znalazły zastosowanie w doświadczeniach mających na celu liczenie cząstek. Opiszemy najczęściej używane przyrządy i otrzymane wyniki.

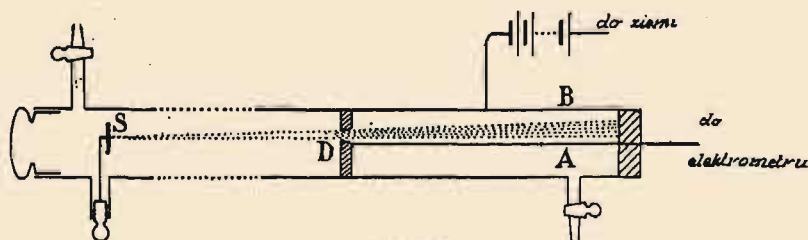
Liczenie cząstek za pomocą scyntylacji (rys. 106). Źródłem promieni  $\alpha$  jest mała powierzchnia  $S$  umieszczona w opróżnionym zbiorniku. Wiązka, określona za pomocą diafragmy  $D$ , pada na ekran  $E$  utworzony przez ciekłą płytkę szklaną, powleczoną warstwą siarczku cynku. Ponieważ ten ekran jest przezroczysty, przeto powstające na nim scyntylacje mogą być obserwowane w mikroskopie  $M$  umieszczonym poza ekranem.

Liczenie na podstawie jonizacji. Licznik z elektrodą w postaci drutu, metoda *Rutherforda* i *Geigera* (rys. 107). Promienie  $\alpha$ , wychodzące z małego źródła  $S$  w kącie bryłowym ograniczonym diafragmą  $D$  (jest to cienka folia glinowa lub mikowa), przenikają do cylindrycznej komory jonizacyjnej, której elektroda  $A$  jest połączona z elektrometrem, elektroda  $B$  zaś z jednym z biegunów baterii, której drugi biegun jest uziemiony. Pomiedzy  $S$  i  $D$  promienie biegną w próżni; ciśnienie w komorze (kilka  $mm$  rtęci) oraz napięcie baterii (około 1200 woltów) są dobrane w ten sposób, że jonizacja zderzeniowa wzmacnia bezpośredni efekt jonizacyjny promieni. Elektrometr odchyła się nagle po przejściu każdej cząstki i następnie powraca do zera, gdyż elektroda wyładowuje się poprzez wielki opór połączony z ziemią; może to być opór jonowy, tj. gaz silnie zjonizowany. Odchylenia są rejestrowane fotograficznie.

W przyrządzie *Geigera*, który otrzymał nazwę licznika igłowego (rys. 108), promienie wychodzące z małego źródła  $S$  przenikają do ko-



Rys. 106.

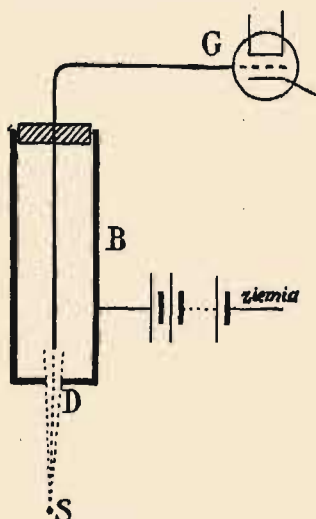


Rys. 107.

mory  $B$ , zaopatrzonej w centralną elektrodę w postaci zaostrzonej igły, poprzez otwór  $D$  przykryty cienką folią glinową lub blaszką mikową. Komora  $B$  jest połączona ze źródłem wysokiego napięcia (około 1200 woltów), ostrze zaś jest połączone z siatką wzmacniającej lampy  $G$ .

Wpadając do komory cząstka  $\alpha$  powoduje chwilowe wyładowanie, które wzmacniacz przekształca w dźwięk słyszalny w słuchawce telefonicznej; odbiór słuchowy można zastąpić rejestracją fotograficzną<sup>1) 2)</sup>.

Na tablicy XI, nr 1, widzimy zdjęcie otrzymane za pomocą rejestracji fotograficznej cząstek  $\alpha$ . Wejście każdej cząstki  $\alpha$  do przyrządu zaznacza się nagłym załamaniem się wykresu ku górze, natomiast powrót do zera jest stopniowy. Widzimy również, że odstępy między chwilami wejścia cząstki  $\alpha$  nie są jednakowe, lecz rozmieszczone w sposób nieprawidłowy.



Rys 108.

Opisane tu urządzenia oparte na zjawisku jonizacji zderzeniowej nie dają na ogół odchylen proporcjonalnych do ładunku wydzielonego przez cząstkę bezpośrednio w komorze; nie pozwalają zatem odróżnić w prosty sposób cząstek  $\alpha$  od innych cząstek, z którymi często ma się również do czynienia, np. cząstek  $H$  (protonów), cząstek  $\beta$  i fotonów. W ostatnich jednak czasach zdołano zbudować bardzo udoskonalone wzmacniacze, dające efekty proporcjonalne do jonizacji pierwotnej, otrzymywanej na siatce wejściowej; na wykresach otrzymywanych za pomocą tych liczników «proporcjonalnych» odchylenie jest proporcjonalne do otrzymanego ładunku. Przykład takiego wykresu widzimy na tabl. XI, fig. 2.

Doświadczenia tego rodzaju zostały wykonane z promieniami  $\alpha$  różnych radiopierwiastków. Obierając jako źródło aktywny osad radonu i porównyując jego promieniowanie  $\gamma$  z promieniowaniem wzorca radowego (por. § 71) możemy oznaczyć liczbę  $n$  cząstek  $\alpha$  wysyłanych w sekundzie przez curie  $RaC'$  lub przez gram radu. Znajomość  $n$  pozwala wyliczyć stałą zaniku  $\lambda$  radu, oraz ładunek  $q$  na podstawie wzorów:  $q = 2ne$ ;  $\lambda = 226n/N$  ( $N$  — liczba Avogadro,  $e$  — ładunek elementarny). Liczba gramodrobin helu lub radonu utworzonych w sekundzie wynosi  $n/N$ . *Rutherford* i *Geiger* otrzymali  $n = 3,57 \cdot 10^{10}$ . Późniejsze doświadczenia dały wartości zawarte między 3,4 i  $3,72 \cdot 10^{10}$ . Istnieje zatem niepewność rzędu kilku procentów dotycząca tej podstawowej stałej, a zatem również średniego czasu życia radu. W tablicach stałych została przyjęta wartość  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ , skąd  $T = 1590 \text{ lat}^3$ .

Dokonano również liczenia cząstek  $\alpha$  uranu i toru w celu wyznaczenia okresów tych radiopierwiastków (§ 122 i 135).

<sup>1)</sup> Zamiast igły można również używać pręcika zakończonego kulką o małym promieniu.

<sup>2)</sup> Obecnie używa się najczęściej licznika telefonicznego (L. W.).

<sup>3)</sup> Ta sama wartość  $n$  została przyjęta w ustępie 71 jako podstawa do obliczenia objętości jednego curie oraz objętości wytwarzanego helu.



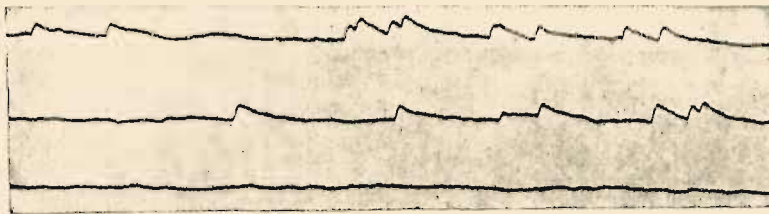


Fig. 1.

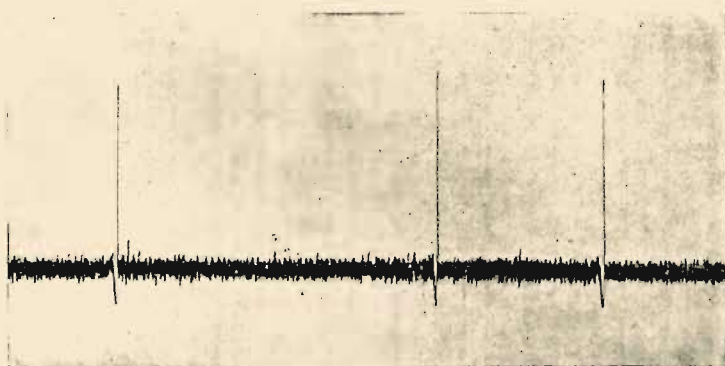


Fig. 2.



Fig. 3.

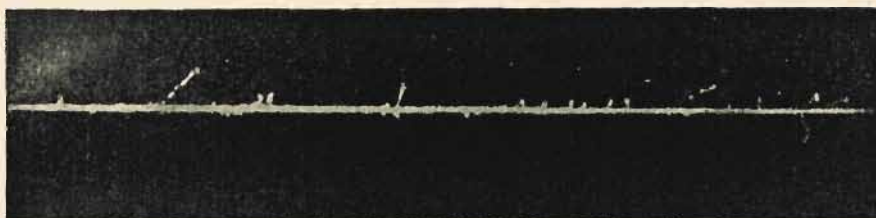


Fig. 4.

- Fig. 1. Rejestracja cząstek  $\alpha$  polonu, metoda jonizacji przez zderzenie (*Maria Curie*).  
 Fig. 2. Rejestracja promieni  $\alpha$  polonu, otrzymana za pomocą wzmacniacza proporcjonalnego (*Leprince Ringuet*).  
 Fig. 3. Powolna cząstka  $\alpha$ ; koniec zasięgu powiększony 3,5 razy. Nie ma widocznych promieni  $\delta$  (*P. Auger*).  
 Fig. 4. Promienie  $\alpha$  toru  $C'$  (prędkość  $2 \cdot 10^9$  cm/sek), powiększenie 3,5 razy. Promienie  $\delta$  długości sięgającej 2,9 mm.

Liczenie cząstek  $\alpha$  polonu w połączeniu z pomiarem objętości utworzonego helu było przedmiotem pracy mającej na celu wyznaczenie liczby Avogadro; metoda ta umożliwiła również zbadanie rozkładu emisji cząstek  $\alpha$  w czasie i porównanie wyników z teorią prawdopodobieństwa (§ 58).

*Liczba jonów utworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$ .* Doświadczenia, w których liczymy cząstki  $\alpha$ , pozwalają wyznaczyć liczbę jonów utworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$ . W celu otrzymania tej liczby  $\nu$  należy zmierzyć prąd jonowy  $I$  powstający w powietrzu w warunkach całkowitej absorpcji wiązki promieni  $\alpha$  (patrz § 74), z drugiej zaś strony oznaczyć liczbę  $n$  cząstek zawartych w wiązce. Otrzymujemy wówczas  $\nu$  z równania  $I = nve$  ( $e$  — ładunek elementarny).

Zamiast liczyć cząstki, możemy również mierzyć prąd  $i$  pochodzący od przenieszonego ładunku; mamy wówczas:

$$i = 2ne; \quad \nu = 2I/i.$$

Do pomiarów używano najczęściej promieni  $\alpha$   $RaC'$  oraz polonu. W pierwszym przypadku źródłem promieni jest preparat  $RaB + RaC$  lub  $RaC$ ; natężenie źródła mierzy się za pomocą promieni  $\gamma$ . Zmierzony prąd odpowiadający całkowitej jonizacji może być zredukowany do wartości  $I$ , którą otrzymalibyśmy, gdyby źródło znajdowało się w równowadze z jednym gramem radu, tj. gdyby zawierało jeden curie  $RaC'$  (§ 97). Z doświadczeń zrobionych w powietrzu wynika  $I = 3,9 \cdot 10^6 j.es.$  Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$  i  $e = 4,77 \cdot 10^{10}$  znajdujemy  $\nu = 2,20 \cdot 10^5$  na jedną cząstkę  $\alpha$   $RaC'$  (zasięg w  $15^\circ$  6,96 cm).

Widzimy zatem, że cząstka  $\alpha$  posiada wielką zdolność jonizacyjną; utworzone jony układają się bardzo gęsto wzdłuż drogi; maximum gęstości liniowej znajduje się w odległości kilku milimetrów od końca zasięgu i odpowiada wytwarzaniu około 6500 jonów na milimetr. Z tego powodu ślady mgiełkowe cząstek  $\alpha$  (patrz tabl. VII i VIII) mają wygląd ciągły i nie można na nich odróżnić kropelek leżących tuż przy sobie; jeżeli jednak tory powstają w bardzo rozrzedzonym wodorze lub powietrzu, to oddzielne kropki stają się widoczne.

Jonizacja wytworzona przez promienie  $\alpha$  jest wybitnie niejednostajna, jony są rozmieszczone w gęsto wypełnionych kolumnach, w których jony przeciwnego znaku są bardzo zbliżone do siebie. Stąd wynika, że jony mogą ulegać rekombinacji zanim zostaną rozdzielone działaniem pola elektrycznego i że jest rzeczą trudną osiągnąć prąd nasycenia. Teoria tej jonizacji kolumnowej, opracowana przez *P. Langevina*, prowadzi do wniosku, że stan nasycenia może być osiągnięty przy pomocy pola słabszego, jeżeli pole jest prostopadłe do promieni, niż w przypadku, gdy jest równoległe. Obniżenie ciśnienia sprzyja również łatwości nasycenia. W bardzo czystym argonie wystarcza dla osiągnięcia prądu nasycenia znacznie słabsze pole niż w powietrzu (§ 7).

Jeżeli przyjmiemy, że całkowita jonizacja wytworzona przez cząstki  $\alpha$  w powietrzu jest proporcjonalna do  $R^{2/3}$  (§ 66), możemy obliczyć liczbę

jonów  $k$  utworzonych w powietrzu przez cząstki  $\alpha$  różnych radiopierwiastków. Zakładamy przy tym, że liczba jonów utworzonych przez cząstkę  $\alpha$   $RaC'$  jest znana i znajdujemy  $k = 6,3 \cdot 10^4 R_0^{2/3}$ , gdzie  $R_0$  jest to zasięg w  $0^\circ$ . Nieco dokładniejsze liczby, obliczone na podstawie energii cząstek, znajdują się w tablicy VIIa Przypisów.

Liczba otrzymana bezpośrednio w ostatnich czasach w przypadku promieni  $\alpha$  polonu,  $1,53 \cdot 10^5$  (Grégoire), różni się bardzo mało od liczby obliczonej na podstawie zasięgu,  $1,52 \cdot 10^5$ .

Ponieważ liczby  $n$  cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w sekundzie przez  $Ra$  i jego pochodne w równowadze z radem:  $Rn$ ,  $RaA$ ,  $RaC'$ ,  $RaF$  ( $Po$ ), są jednakowe, przeto wzór  $I = nve$  daje całkowity prąd jonowy wytwarzany przez gram radu lub przez curie każdego pierwiastka pochodnego. Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$  oraz wartość  $v$  obliczoną na podstawie zasięgu otrzymujemy następujące wartości w jednostkach elektrostatycznych:

	$Ra$	$Rn$	$RaA$	$RaC$	$Po$
$10^{-5}v$ . . . . .	1,37	1,56	1,72	2,20	1,52 (1,53)
$10^{-6}I$ . . . . .	2,43	2,76	3,05	3,90	2,69 (2,71)

Liczby w nawiasach zostały otrzymane drogą bezpośredniego wyznaczenia  $v$ .

Znając liczbę jonów wytworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$  możemy zdać sobie sprawę z tego, w jakim stopniu energia cząstki zostaje zużyta na pracę jonizacji. Dzieląc energię cząstki  $\alpha$ , wyrażoną w elektronowoltach, przez liczbę jonów utworzonych w powietrzu znajdujemy, że energia wydatkowana na parę jonów wynosi średnio  $7,65 \cdot 10^6 / 2,2 \cdot 10^5$ , tj. 35 elektronowoltów.

Potencjał jonizacyjny gazów, z których składa się powietrze, wynosi tylko połowę tej wartości, mianowicie 17 woltów w przypadku azotu, 15,5 woltów w przypadku tlenu. Część energii przypadająca na jonizację jest zatem mniejsza od 50%. Jonizacja atomów na głębszych poziomach jest zjawiskiem zbyt rzadkim, aby wystarczyła do wytłumaczenia tej rozbieżności, której główną przyczyną jest prawdopodobnie wydatne zjawisko wzbudzania atomów. Z drugiej strony należy zaznaczyć, że jonizacja pochodzi nie tylko bezpośrednio od cząstki  $\alpha$  (jonizacja pierwotna), lecz również od wyzwolonych przez nią elektronów (jonizacja wtórna). Zużytkowanie energii przekazanej elektronom na jonizację wtórną jest z natury rzeczy niezupełne, ponieważ znaczna ilość elektronów posiada energię bądź mniejszą, bądź większą od energii jonizacyjnej; pozostałości energii, nie wystarczające dla utworzenia pary jonów, występują zatem obficie. Jest rzeczą godną uwagi, że pomimo to wszystko produkcja jonów w powietrzu jest proporcjonalna do zużytej energii na całej długości krzywej jonizacji (§ 66). Zapewne nie jest to proporcjonalność dokładna, niemniej odchylenia są nieznaczne. Wydajność jonizacji w helu jest większa niż w powietrzu, gdyż energia zużyta na parę jonów, obliczona jak poprzednio (około 30 elektronowoltów), jest bardziej zbliżona do potencjału jonizacyjnego (24,6  $ew$ ). To samo sto-



suje się do neonu. Fakt ten pozostaje prawdopodobnie w związku z okolicznością, że budowa jednoatomowych drobin *He* i *Ne* jest prostsza od budowy dwuatomowych drobin azotu lub tlenu. Teoria jonizacji wytworzonej przez cząstki  $\alpha$  jest streszczona w § 77.

### § 73. Powstawanie helu z radiopierwiałków.

Obecność helu we wszystkich minerałach promieniotwórczych nasuwała myśl, że hel jest jednym z produktów przemiany radiopierwiałków. W roku 1903 *Ramsay* i *Soddy* dowiedli na podstawie analizy widmowej, że z radonu powstaje hel, wkrótce potem to doniosłe odkrycie zostało potwierdzone przez innych badaczy, ponadto stwierdzono, że hel powstaje również z radu i innych radiopierwiałków wysyłających promienie  $\alpha$  (*P. Curie* i *J. Dewar*, *E. Rutherford*, *A. Debierne* itd.). Powstawanie helu tłumaczy się w sposób oczywisty, w założeniu że cząstka  $\alpha$  jest to jądro helu, wszelako doświadczałne stwierdzenie tego faktu stanowi bardzo ważny argument na korzyść teorii atomowych przemian radiopierwiałków, zwłaszcza z punktu widzenia chemii.

Do pomiarów wytwarzanego helu użyto radu w równowadze z radonem i osadem aktywnym. Sucha sól radu, pozbawiona okładowanych gazów przez ogrzanie, była przechowywana przez dłuższy czas w próżni; wysyłane promienie  $\alpha$  były pochłaniane głównie w samej soli, w której gromadził się wytworzony hel. Po kilku miesiącach akumulacji sól znowu ogrzano w celu wypędzenia helu i zmierzono objętość utworzonego gazu. Liczby otrzymane w tych doświadczeniach, mianowicie  $164 \text{ mm}^3$  (*Dewar*),  $156 \text{ mm}^3$  (*Rutherford* i *Boltwood*) na rok i gram radu były zbliżone do liczb teoretycznych. Produkcja helu została również zbadana w przypadku polonu; otrzymano liczbę odpowiadającą liczbie atomów, które uległy przemianie w czasie doświadczenia (*M. Curie* i *A. Debierne*). Zbieranie gazu miało miejsce w zbiorniku zawierającym kwaśny roztwór polonu, który na początku doświadczenia wysyłał w sekundzie taką samą liczbę cząstek  $\alpha$ , jak 90 mg radu pozbawionego pierwiałków pochodnych.

Hel wytworzony w ciągu 236 dni zajmował pod ciśnieniem atmosferycznym długość 13,5 mm w rurce włoskowatej, średnicy 0,34 mm (objętość zredukowana do 0°:  $1,3 \text{ mm}^3$ ).

Jak to zostało stwierdzone przez *A. Debierne'a*, powstawanie helu z aktynu wraz z pierwiałkami pochodnymi odbywa się w sposób zupełnie prawidłowy; doświadczenie trwało 6 miesięcy.

Stwierdzono, że ciała słabo promieniotwórcze, np. uran i tor, wytwarzają hel w ilości zgodnej z przewidywaniami. Wreszcie zauważono, że hel tworzy się w minerałach promieniotwórczych.