

nym »okresem inkubacyjnym«. Pierwsze doświadczenia w tej dziedzinie posiadały charakter przypadkowy, mimo to jednak dowiodły, że mamy tu do czynienia z działaniem niesłychanie energicznym. ☒

☒ Piotr C u r i e poddał ramię naświetleniu słabym preparatem radowym. Po kilku godzinach dała się zauważyć czerwona plamka na skórze; po kilku dniach zaś na tem samem miejscu powstała rana, która dopiero po kilku miesiącach uległa zagojeniu. Następnie poddano te zjawiska systematycznemu badaniu. Okazało się, że zdrowe tkanki są daleko odporniejsze na działanie promieni radowych, niż tkanki chore. Na tem opiera się metoda leczenia pewnych złośliwych nowotworów, w szczególności raka. Pozatem otrzymano dodatnie wyniki w leczeniu reumatyzmu i artretyzmu. Dalsze badania dowiodły, że wiele naturalnych wód i źródeł mineralnych zawiera drobne ilości pewnych gazów promieniotwórczych (»emanacji«). Na podstawie tych badań medycyna współczesna skłania się do przypisywania działania leczniczego tych wód zawartości w nich substancyj promieniotwórczych. W ogólności zauważyć się daje, że nieznaczne ilości promieni wywołują początkowo tylko pobudzenie czynności fizjologicznych pewnych organów, podczas kiedy większe dawki niszczą je. Dotyczy to w szczególności silnym stopniu komórek rozrodczych oraz elementów nerwów. ☒

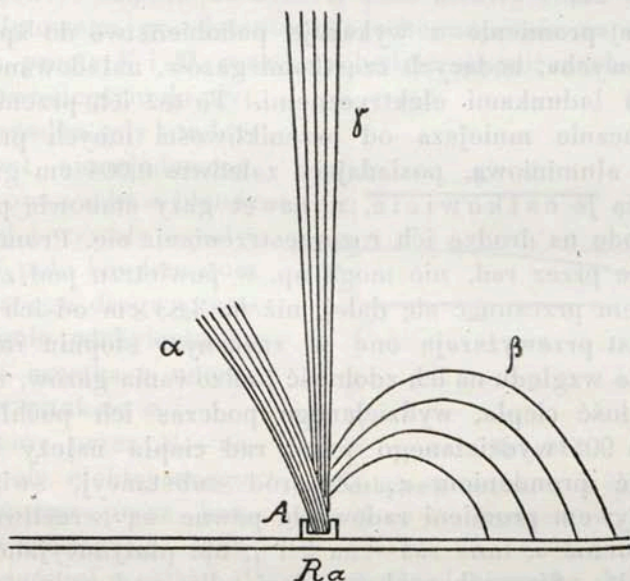
☒ Rośliny zdają się być mniej wrażliwe na działanie promieni radowych: pod wpływem słabego naświetlenia rozwijają się one bowiem znacznie lepiej. Większe dawki wywołują jednak działanie szkodliwe. Bakterje chorobotwórcze, np. streptokoki, bakterje tyfusu, cholery i gruźlicy ulegają również zatruciu przez silne dawki promieni radowych. ☒

2. RODZAJE PROMIENIOWANIA.

A. *Rozszczepienie promieni radu.* Wspomnieliśmy już na str. 243, że promieniowanie pierwiastków promieniotwórczych jest naogół złożone. Promienie te można doskonale rozszczepić na trzy zasadnicze rodzaje, stosując silne pola elektryczne lub magnetyczne. Wywierają one działanie tylko na te elementy, które posiadają ładunki elektryczne, związane z cząstkami materji. Owe wiązki nabojów elektrycznych, prze-

chodząc przez pole magnetyczne lub przez pole elektryczne, zbaczają z pierwotnego kierunku prostoliniowego. Kierunek ich odchylenia wskazuje nam znak dodatni lub ujemny ich ładunków elektrycznych.

Badając w polu elektrycznym i magnetycznym, zachowanie się poszczególnych rodzajów promieni, wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze, stwierdzono, że promienie α są strumieniami ładunków elektrycznych dodatnich, promienie β zaś —



Rys. 80.

Rozszczepienie promieni radu w polu magnetycznym.

ujemnych. Promienie γ — nie przenoszą wogóle ładunków elektrycznych. Wynika stąd, że tylko promienie α i β składają się z cząstek materialnych, promienie γ zaś są to zwykłe fale eteru.

Bieg tych różnych promieni pod wpływem pola magnetycznego ilustruje w sposób schematyczny rysunek 80. Na rysunku tym A oznacza klocek ołowiany, w którego wydrążeniu cylindrycznym umieszczono preparat radowy, wysyłający promienie w kierunku wydrążenia. Jeśli wytworzymy silne pole magnetyczne o kierunku linii magnetycznych prostopadłym do płaszczyzny rysunku, tak aby biegun północny magnesu znajdował się ponad rysunkiem, to — w warunkach tych — promie-

nie γ nie ulegną odchyleniu, promienie elektrododatnie, α natomiast zostaną słabo odchylone w lewo, promienie β zaś, elektroujemne — w prawo w takim stopniu, że drogi tych promieni będą kołowe.

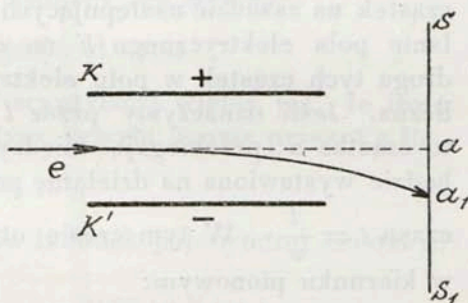
⊗ *Promienie α .* Badania doświadczalne wykazały, że promienie α są to cząstki materialne, niosące dodatnie ładunki elektryczne. Ze względu na stosunek ładunku elektrycznego do masy, $\frac{e}{m}$ (o którego znaczeniu będzie mowa w następnym rozdziale) promienie α wykazują podobieństwo do »promieni kanalikowych«, będących cząstkami gazów, naładowanymi dodatnimi ładunkami elektrycznymi. To też ich przenikliwość jest znacznie mniejsza od przenikliwości innych promieni: blaszka aluminiowa, posiadająca zaledwie 0,004 cm grubości, pochłania je całkowicie, a nawet gazy stanowią poważną przeszkodę na drodze ich rozprzestrzeniania się. Promienie α , wysyłane przez rad, nie mogą np. w powietrzu pod zwykłym ciśnieniem przesunąć się dalej, niż na 3,83 cm od ich źródła. Natomiast przewyższają one w znacznym stopniu inne promienie ze względu na ich zdolność jonizowania gazów, zarówno jak na ilość ciepła, wydzielanego podczas ich pochłaniania: przeszło 90% wydzielanego przez rad ciepła należy bowiem przypisać promieniom α . Zpośród substancyj, świecących pod wpływem promieni radowych, pewne są wrażliwe tylko na promienie α , inne zaś — na β i γ , np. platynocyjanek baru i willemitt. Siarczek cynku świeci tylko pod wpływem promieni α : dzięki tej własności stosuje się ją jako niezmiernie czuły odczynnik na promienie α . Na tem polega też badanie »scyntylacyj« w opisanym powyżej spintaryskopie Crookesa (por. str. 243). ⊗

⊗ Iskierki, widoczne w tym ciekawym przyrządzie, pochodzą z uderzeń pojedynczych cząstek α (z których każda obdarzona jest, jak się o tem niebawem przekonamy, ogromnym zasobem energii kinetycznej) o płytkę blendy sidotowej, służącą jako ekran. Zapomocą tego przyrządu Rutherford i Geiger znaleźli, że 1 g czystego radu wyrzuca w ciągu 1 sek $34 \cdot 10^9$ cząstek α . Liczba ta została następnie stwierdzona zapomocą »licznika Geigera«, pozwalającego mierzyć ilość wyładowań elektroskopu w komorze jonizacyjnej pod wpływem naświetlania promieniami α . ⊗

Stwierdzenie materialnego charakteru promieni α stanowi niewątpliwie najdonioślejszy wynik badań pierwiastków promieniotwórczych, dowodzi ono bowiem w sposób niezbity, że atomy tych pierwiastków ulegają wewnętrznemu rozpadowi.

Co się tyczy innych własności promieni α , w szczególności ich szybkości oraz wielkości ich ładunku elektrycznego, to wartości te zostały oznaczone zapomocą metod czysto fizycznych, których zasada da się ująć w sposób następujący.

C. Szybkość cząstek α . Jeśli w polu elektrycznym kondensatora płytowego, przedstawionego schematycznie na rysunku 81 przez proste K i K' , cząstka α będzie się poruszała w kierunku równoległym do płyt, to w przypadku, gdy kondensator jest nienaładowany, osiągnie ona punkt a blendy sidotowej i wywoła scyntylację. W polu kondensatora naładowanego droga cząstki α ulegnie odchyleniu ku dołowi, i cząstka α uderzy blendę w punkcie a_1 .



Rys. 81.

Odchylenie cząstki α w polu elektrycznym.

Oznaczmy przez E — natężenie pola elektrycznego, wytworzonego przez kondensator, zaś przez e — ładunek pojedynczej cząstki α . Wówczas siła elektryczna, działająca na cząstkę α , wyrazi się iloczynem: $E \cdot e$. Siłę tę można zrównoważyć zapomocą odpowiedniej siły magnetycznej, wytworzonej przez pole magnetyczne, którego linie sił są prostopadłe do płaszczyzny rysunku, a biegun północny znajduje się nad tą płaszczyzną. Pod wpływem tego pola magnetycznego droga cząstki α odchyli się ku górze. Niechaj H — oznacza siłę pola magnetycznego, v — szybkość cząstek α , zatem ev — siłę prądu elektrycznego wytworzonego przez te cząstki, wówczas natężenie siły magnetycznej będzie się równało iloczynowi Hev . Dobierając wartości E i H w ten sposób, by działania pola elektrycznego i magnetycznego wzajemnie się znosiły, t. j. by świecący punkt a_1 wrócił do swego pierwotnego położenia a , otrzymamy

$$Ee = Hev:$$

stąd na szybkość ruchu cząstek α :

$$v = \frac{E}{H}.$$

Wartości na v , wyznaczone doświadczalnie w sposób powyższy, wahają się w granicach od $1,45 \cdot 10^9$ do $2,06 \cdot 10^9$ cm/sec zależnie od pochodzenia cząstek α . Wynika stąd, że szybkość ruchu cząstek α jest 15 do 20 razy mniejsza od szybkości promieni świetlnych, wynoszącej $3,0 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

D. Wielkość ładunku cząstek α . Z pomiarów wielkości odchylenia $aa_1 = \delta$ drogi cząstki α w polu elektrycznym E kondensatora można obliczyć wielkość ładunku elektrycznego tych cząstek na zasadzie następujących rozważań. Odchylające działanie pola elektrycznego E na cząstkę α jest stałe, a więc droga tych cząstek w polu elektrycznym powinna być paraboliczna. Jeśli oznaczymy przez l długość płyt kondensatora, to cząstka α , przebiegając między temi płytami z szybkością v , będzie wystawiona na działanie pola elektrycznego w przeciągu czasu $t = \frac{l}{v}$. W tym czasie otrzyma ona przyspieszenie γ w kierunku pionowym:

$$\gamma = \frac{E \cdot e}{m}.$$

We wzorze tym iloczyn $E \cdot e$ oznacza działającą siłę elektryczną, m — masę cząstki. Wiemy zaś z mechaniki, że droga

$$S = \frac{1}{2} g t^2$$

zatem

$$\delta = \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{l}{v} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{E \cdot e}{m} \left(\frac{l}{v} \right)^2$$

skąd

$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot v^2}{E l^2} \cdot \delta.$$

W równaniu tem wszystkie wielkości, występujące po prawej stronie, dadzą się oznaczyć doświadczalnie, wobec czego można obliczyć stosunek $\frac{e}{m}$.

Zapomocą bezpośrednich pomiarów znaleziono dla cząstek α stosunek

$$\left[\frac{e}{m} \right]_{\alpha} = 4823 \text{ jednostek el.-magn.}$$

podczas gdy dla jonów wodorowych $\left[\frac{e}{m}\right]_H = 9650 \text{ j.e.m.}$

Stąd wynika, że

$$\left[\frac{e}{m}\right]_H = 2 \left[\frac{e}{m}\right]_\alpha;$$

czyli innymi słowy: stosunek ładunku elektrycznego cząstek α do ich masy jest dwa razy mniejszy od stosunku ładunku elektrycznego jonów wodoru do ich masy.

⊗ *E. Ładunek pojedynczej cząstki α .* Rutherford i Geiger oznaczyli również całkowity ładunek elektryczny, unoszony przez wszystkie cząstki α , wyrzucane przez 1 g Ra w ciągu 1 sek. Ładunek ten wynosi:

$$E = 33,2 \text{ jedn. el. - stat.}$$

Ponieważ z oznaczeń ilości scyntylicyj wiemy już, że ilość cząstek α , wyrzucanych w tym samym czasie przez 1 g Ra, wynosi:

$$R = 34.10^9,$$

przeto łatwo możemy obliczyć ładunek pojedynczej cząstki α :

$$e_\alpha = \frac{E}{R} = \frac{33,2}{34.10^9} = 9,76.10^{-10} \text{ j.e.s.}$$

Porównajmy tę wielkość z ładunkiem pojedynczego jonu wodorowego, który wynosi, jak wiemy:

$$e_H = 4,77.10^{-10} \text{ j.e.s.}$$

Stosunek tych dwóch wielkości n wyniesie:

$$n = \frac{9,76.10^{-10}}{4,77.10^{-10}} = 2,05.$$

Liczba ta oznacza, że cząstka α nosi na sobie dwa ładunki jednowartościowego jonu, czyli taki sam ładunek, jaki nosi na sobie jon dwuwartościowy (np. jon Zn^{++} lub Ca^{++}). ⊗

⊗ *F. Masa pojedynczej cząstki α .* Na str. 254 podaliśmy stosunek ładunku do masy cząstek α :

$$\left[\frac{e}{m}\right]_\alpha = 4823 \text{ j.e.m. czyli } 1447.10^{11} \text{ j.e.s.}$$

Opierając się na podanej powyżej wielkości e_α , t. j. wielkości

ładunku pojedynczej cząstki α , postaramy się obliczyć masę pojedynczej cząstki α :

$$m_{\alpha} = \frac{e_{\alpha}}{\left[\frac{e}{m}\right]_{\alpha}} = \frac{9,76 \cdot 10^{-10}}{1447 \cdot 10^{11}} = 6,74 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

Wreszcie porównamy tę wielkość z masą pojedynczego atomu wodoru. Gramocząsteczka jakiegokolwiek substancji zawiera $6,06 \cdot 10^{23}$ pojedynczych cząsteczek (t. zw. liczba Loschmidta, por. tom I, str. 170). Gramocząsteczka wodoru, zawierająca 2 gramatomy, posiada masę:

$$M_H = 2,10075 = 2,015 \text{ g.}$$

Stąd masa pojedynczego atomu wodoru:

$$m_H = \frac{M_H}{2 \cdot N} = \frac{2,015}{2,6,06 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Zatem stosunek masy cząstki α do masy cząstki wodoru wynosi:

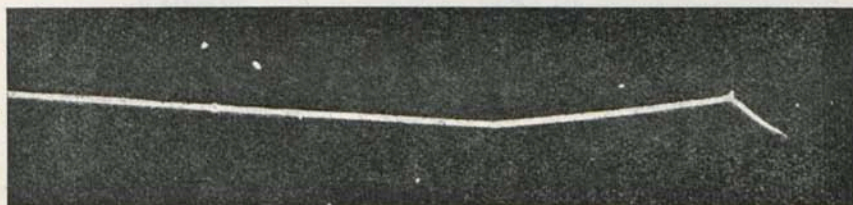
$$A_{\alpha} = \frac{m_{\alpha}}{m_H} = \frac{6,74 \cdot 10^{-24}}{1,66 \cdot 10^{-24}} = 4,06.$$

Stosunek A_{α} oznacza nie co innego, jak ciężar atomowy cząstek α . Z naszego rachunku wynika, że stosunek ten wynosi około 4. Ze znanych pierwiastków tylko jeden posiada taki ciężar atomowy. Jest to *hel*. W ten sposób rachunek powyższy prowadzi nas do wniosku, że cząstki α są to *dwuwartościowe jony helu*. Czy jednak doświadczenie zgadza się z wynikiem naszego rachunku? Odpowiedź na to pytanie znajdziemy w rozdziale, poświęconym przemianom substancji promieniotwórczych. [x]

[x] *G. Zasięg promieni α* . Zapomocą ekranu, pokrytego siarczkiem cynku (blendą sidotową), łatwo można się przekonać, że promienie α nagle zanikają na odległości 3,83 cm od preparatu radowego, jeśli preparat ten znajduje się w powietrzu pod ciśnieniem atmosfery. Tę maksymalną odległość, jaką promienie α mogą osiągnąć w danym środowisku, zwiemy »zasięgiem«
tych promieni. Zasięg promieni α jest wprost proporcjonalny do temperatury bezwzględnej gazu i odwrotnie proporcjonalny do jego ciśnienia; w jednakowych zaś warunkach zależy on od charakteru substancji promieniotwórczej,

wysyłającej promienie α . W ten sposób zasięg promieni α jest jedną z wielkości charakterystycznych różnych substancji promieniotwórczych. ☒

☒ Dzięki jonizacji gazów, wywoływanej przez promienie α , można bardzo dokładnie uwidocznić drogę tych promieni w t. zw. »komorze wilsonowskiej«. Mówiliśmy już bowiem (str. 249) o tem, że w gazie, zawierającym parę przesyconą, jony stanowią »jądra kondensacyjne«, na których para osiada w postaci kropelek. Ponieważ zaś na drodze promieni α powstają jony gazowe, przeto droga tych promieni znaczy się kropelkami, które łatwo uwidocznić przez silne oświetlenie komory, zawierającej parę przesyconą. Wilsonowi udało się utrwalić w ten sposób tory promieni α na płycie fotograficznej: otrzymany obraz przedstawiony jest na rys. 82. Na obra-



Rys. 82.

Droga cząstki α , utrwalona na płycie fotograficznej w komorze Wilsona. W końcu drogi występuje w tym przypadku charakterystyczne jej załamanie.

nie widoczna jest droga cząstki α : droga ta jest prostolinijna; urywa się ona jednak nagle w pewnym punkcie, odpowiadającym zasięgowi promienia α . Charakterystyczne jest nagle załamanie toru u samego końca drogi. W dalszym ciągu rozdziału powrócimy jeszcze do tego ciekawego zjawiska. ☒

☒ Teraz łatwo możemy zrozumieć, czemu promienie α posiadają taki wielki zasób energii. Jakkolwiek bowiem szybkość ich jest znacznie mniejsza od szybkości promieni β i γ , jednakże masa każdej pojedynczej cząstki α jest bardzo wielka. Stąd wynika, że dzięki ogromnej energii kinetycznej pojedynczych cząsteczek (którą mierzymy połową iloczynu masy przez kwadrat szybkości) możemy badać ich działania: bądź jonizację cząsteczek gazu, które wskutek zderzeń z cząstką α tracą elektrony, — bądź też scyntylację, powstającą wskutek przemiany energii kinetycznej cząstek α w energię promienistą

(porówn. str. 243). Widoczne jest, że cząstka α traci po drodze wskutek zderzeń z cząsteczkami materji, z którymi się spotyka, zarówno ładunek elektryczny, jak i znaczną część energii kinetycznej, poczem przestaje ona być »cząsteczką α « i zamienia się w obojętny »atom helu«, biegnący z szybkością zwykłą, dającą się obliczyć na podstawie teorii kinetycznej gazów (por. tom I, str. 161). ☒

H. Promienie β . Z zachowania się promieni β w polu magnetycznem wynika, że tworzą one wiązki ładunków ujemnych, czyli wolnych elektronów. Nie różnią się one niczem od promieni katodowych, występujących w rurach Crookesa. Szybkość ruchu cząstek β jest niemal 10 razy większa od szybkości promieni α , wynosi bowiem od 10^{10} do $2,9 \cdot 10^{10}$ cm/sek, czyli zbliża się do szybkości światła, równej $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek.

Oznaczenie stosunku $\frac{e}{m}$ dało wartość $= 1,8 \cdot 10^7$ która równa się wartości ładunku $\frac{e}{m}$ promieni katodowych. Wynika stąd, że ładunek e = elementarnemu ładunkowi elektryczności, czyli ładunkowi elektronu.

Gdy promienie β przenikają przez powietrze, nasycone wilgocią, w którym występuje para wodna w stanie przesycenia, wytworzonym przez nagłe rozprężenie powietrza, jonizują one cząsteczki powietrza (podobnie jak promienie α) i wywołują skroplenie pary, które można dokładnie obserwować w polu widzenia mikroskopu.

Opadanie kropelek wody pod wpływem siły ciężenia można skompensować przez wytworzenie odpowiedniego pola elektrycznego E , czyli przez wywarcie na każdą kropelkę siły, równej iloczynowi $E \cdot e$. Ze znanego natężenia E pola elektrycznego oraz znanego promienia r oraz masy M poszczególnej kropelki można obliczyć wielkość ładunku elektrycznego promieni β . W ten sposób zostało stwierdzone, że ładunek ten równa się elementarnemu ładunkowi elektryczności.

Co się tyczy masy m cząstek β , to dała się ona obliczyć ze znanego stosunku $\left[\frac{e}{m} \right]_{\beta} = 1,8 \cdot 10^7$ oraz wielkości stosunku

$$\left[\frac{e}{m} \right]_H = 10^4 \text{ dla jonów wodoru. Otrzymano stąd } m_{\beta} = \frac{M_H}{1840}.$$

Masa cząstki β jest więc 1840 razy mniejsza od masy atomu wodoru. Wynosi ona zatem $0,9 \cdot 10^{-27}$ g.

Masa cząstek β czyli elektronów, jest jednak różna dla promieni β o różnej szybkości, jak wynika z następujących danych doświadczalnych:

TABLICA 49.

Zależność stosunku ładunku do masy cząstek β
od ich szybkości

Szybkość: v	Stosunek ładunku do masy: $\left \frac{e}{m} \right _{\beta}$
$1,77 \cdot 10^{10}$ cm/sek.	$1,68 \cdot 10^7$ j. e. m.
$2,16 \cdot 10^{10}$ „	$1,49 \cdot 10^7$ „
$2,37 \cdot 10^{10}$ „	$1,31 \cdot 10^7$ „
$2,49 \cdot 10^{10}$ „	$1,17 \cdot 10^7$ „
$2,58 \cdot 10^{10}$ „	$0,97 \cdot 10^7$ „
$2,73 \cdot 10^{10}$ „	$0,77 \cdot 10^7$ „
$2,85 \cdot 10^{10}$ „	$0,63 \cdot 10^7$ „

Podana powyżej tabelka wykazuje, że stosunek $\frac{e}{m}$ maleje wraz ze wzrostem szybkości ruchu elektronu, a ponieważ wielkość ładunku e nie może ulegać zmianie, *wzrasta zatem masa elektronu.*

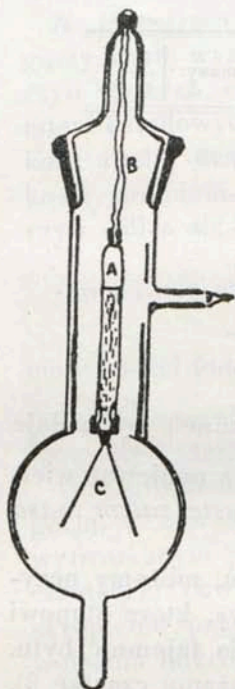
☒ Idąc dalej w obranym przez nas kierunku, możemy uczynić próbę wyjaśnienia samego pojęcia »masy«, które stanowi dotąd jedną z najtrudniejszych do rozwiązania tajemnic bytu. Jeśli bowiem ładunek elektryczny (za jaki uważamy cząstkę β), znajdujący się w szybkim ruchu, posiada własności »masy«, to możemy dojść do przekonania, że to, co nazywamy »materją«, jest tylko przejawem elektryczności, wynikającym z szybkiego ruchu, w jakim znajdują się elektrony, z których »materja« jest zbudowana. ☒

☒ Należy tu zastrzec się, że »prawo stałości masy« przez przytoczone wyżej fakty bynajmniej nie zostaje obalone, lecz ulega tylko pewnemu ograniczeniu: dotyczy ono odtąd tylko tych zjawisk, w których materja pozostaje w spokoju albo posiada stałą szybkość. Jeżeli jednak szybkość ruchu materji wzrasta i zbliża się do wielkości rzędu szybkości światła, — wówczas prawo »stałości masy« przestaje działać,

a zaczyna działać »zasada względności«, wygłoszona przez Einsteina, według której »masa ciała wzrasta wraz z szybkością jego ruchu i zbliża się do nieskończoności, jeżeli szybkość ciała zbliża się do szybkości światła«. ☒

☒ Jeżeli oznaczmy przez m_0 masę ciała, znajdującego się w spokoju, przez m_v — masę tego samego ciała, będącego w ruchu, przez v — szybkość ruchu ciała i przez c — szybkość światła ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sek), wówczas w myśl zasady »względności« otrzymamy następujący wzór na masę:

$$m_v^2 = \frac{m_0^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$



Rys. 83.
Zegar radowy
Strutta.

☒ Energia, przenoszona przez cząstki β , jest znacznie mniejsza niż energia promieni α (ponieważ masa cząstek β jest znacznie mniejsza). Mimo to można ją mierzyć.

Angielski badacz Strutt zbudował osobliwe »perpetuum mobile«, przedstawione na rys. 83. Przyrząd ten składa się z elektroskopu, którego listki przytwierdzone są do rurki, zawierającej preparat radowy. Cząstki β , wyrzucane przez preparat, przenikają przez rurkę i unoszą ze sobą ujemne ładunki elektryczne. Wskutek tego sam preparat ładuje się dodatnio, i listki elektroskopu rozchodzą się. Po osiągnięciu pewnej wysokości dotykają one ścianek naczynia, połączonego z ziemią, i wyładowują się, — poczem listki znów schodzą się i znowu zaczynają się ładować. Pro-

ces ładowania i wyładowania powtarza się w określonych okresach. Dzięki temu przyrząd Strutta może być stosowany, jako »zegar radowy«, którego wcale nie trzeba nakręcać. ☒

☒ Podczas przejścia przez powietrze i inne gazy promienie β wywołują również ich jonizację: ale stopień jonizacji gazów przez promienie β jest znacznie mniejszy niż przez promienie α , — ponieważ cząstki β posiadają mniejszą masę. Pochłanianie promieni β przez materję stosuje się do »prawa wykładniko-

wego», odkrytego przez Beera dla promieni świetlnych. Jeżeli oznaczymy przez J_0 pierwotne natężenie promieni β , przez J_d — natężenie tychże promieni po przejściu warstwy materji o grubości d cm, — otrzymamy następujący wzór na J_d :

$$J_d = J_0 \cdot e^{-\mu d}.$$

W równaniu tem e oznacza znaną zasadę logarytmów naturalnych, a μ współczynnik pochłaniania. Współczynnik ten zależy zarówno od rodzaju promieni β , jak i od substancji pochłaniającej te promienie. W ogólności jest on tem większy, im większa jest gęstość substancji. ☒

1. Promienie γ . Promienie γ , jak to już wyżej zaznaczono, są promieniami niematerjalnemi i nie niosą ładunków elektrycznych. Promienie γ są falami elektromagnetycznemi, jak dowodzą tego zjawiska interferencji w kryształach, o których później będzie mowa. Z pomiarów prążków interferencyjnych wyznaczono długość fal promieni γ , która wynosić może od $1,5 \cdot 10^{-8}$, do $5 \cdot 10^{-11}$ cm, podczas kiedy długość fal promieni roentgenowskich wynosi od $1,3 \cdot 10^{-7}$ do $1 \cdot 10^{-9}$ cm. Stąd wynika, że promienie γ są naogół jeszcze »twardsze« od promieni roentgenowskich.

Ogólne własności oraz charakter promieni, wysyłanych przez pierwiastki radjoczynne, da się przeto wyrazić schematycznie w następującej tablicy:

TABLICA 50.
Zasadnicze własności promieni α , β i γ .

promienie	ładunek elektr.	szybkość w cm/sek.	masa	charakter	przenikliwość	odchylenie w polu magn.	odchylenie w polu elektr.	podobieństwo do promieni
α	+2e	do $2 \cdot 10^9$	He = $6,6 \cdot 10^{-24}$ g	atomy He	mała	dod.	dod.	kanalikowych
β	-e	do $2,9 \cdot 10^{10}$	$\frac{H}{1840} =$ $= 0,9 \cdot 10^{-27}$ g	elektrony	duża	ujem.	ujem.	katodowych
γ	—	$3 \cdot 10^{10}$	—	fale elektromagnetyczne	b. duża	—	—	roentgenowskich

3. PRZEMIANY PIERWIASTKÓW PROMIENIOTWÓRCZYCH.

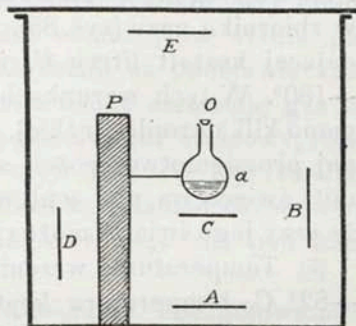
Wiemy, że promieniowanie—zarówno świetlne, jak elektryczne, powstaje skutkiem nakładu energii cieplnej lub jakiegokolwiek innej, dostarczonej układowi promieniującym z zewnątrz. Zupełnie inaczej dzieje się z promieniowaniem pierwiastków promieniotwórczych, które promieniają samorzutnie i bezustannie, bez żadnego dopływu energii z zewnątrz. Początkowo sądzono, że zjawiska te są sprzeczne z zasadą zachowania energii. Dopiero Rutherford wygłosił w r. 1902 śmiałą hipotezę o samorzutnym rozpadzie atomów pierwiastków promieniotwórczych, który dostarcza energii promieniowania tym pierwiastkom. Hipoteza ta ma wielką doniosłość teoretyczną, pozwala bowiem na wyrobienie poglądu na wewnętrzną budowę atomów, i to poglądu, opartego na realnych podstawach doświadczalnych.

⊗ *A. Promieniotwórczość wywołana.* Badania doświadczalne małżonków Curie dowiodły, że rad nie tylko sam wysyła promienie, lecz może również obdarzać »zdolnością promieniotwórczą« inne ciała. Każde ciało, bez względu na skład chemiczny i postać zewnętrzną, nabywa własności promieniotwórczych, jeżeli umieścimy je na pewien czas w pobliżu radu; wysyła ono wówczas promienie, które—podobnie jak promienie radu—jonizują powietrze. Jeżeli np. umieścić drucik jakiegokolwiek metalu w pobliżu 10 mg chlorku radowego, to drucik po pewnym czasie promieniuje tak mocno, że ekran siarczku cynku poczyną pod wpływem tych promieni świecić. ⊗

⊗ Ta promieniotwórczość »wywołana« różni się od »naturalnej« promieniotwórczości przede wszystkim tem, że nie jest trwała. Jeżeli aktywowaną substancję usunąć od działania radu, to jej promieniotwórczość powoli spada: początkowo szybciej, potem w tempie coraz wolniejszym; po upływie 24 godzin promieniotwórczość spada niemal do zera. Wynik doświadczenia nie zależy zupełnie od materiału, użytego do doświadczenia: różne metale aktywują się bowiem w tym samym stopniu, co szkło, drzewo lub papier. ⊗

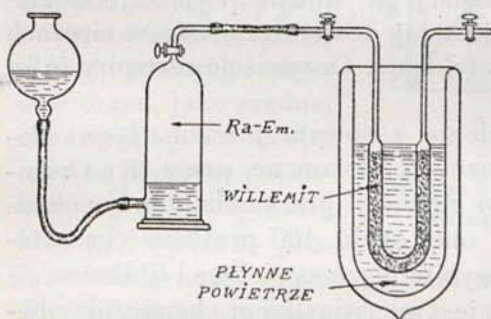
⊗ *B. Emanacja radu czyli radon.* Początkowo przypuszczano, że promieniotwórczość »wywołana« powstaje dzięki

działaniu *promieni* radowych na badane ciało. Zapomocą bardzo dowcipnego doświadczenia Curie i Debiernie dowiedli jednak, że aktywacja odbywa się za pośrednictwem powietrza. W obszernym naczyniu (rys. 84) umieszczono roztwór chlorku radu w małej kolbce *a*, która posiadała niewielki otwór *o*. W pobliżu kolbki umieszczono kilka płyt: *A*, *B*, *C*, *D*, *E*, które pod wpływem działania radu nabierały »promieniotwórczości wywołanej«. Jedną z tych płytek, mianowicie płytka *D* oddzielona była nawet od kolbki z radem przez ołowianą ścianę *P*, posiadającą około 20 cm grubości. Jeżeliby aktywacja płytek odbywała się przez działanie *promieni*, to płytka *D* powinna byłaby zostać nieczynną, albo przynajmniej zaktywować się w znacznie mniejszym stopniu, niż inne płytki. Doświadczenie dowiodło jednak, że tak nie jest: wszystkie płytki zyskały bowiem jednakowy stopień promieniotwórczości. Stąd należy wnioskować, że środowiskiem, przenoszącym promieniotwórczość, może być tylko powietrze, które, dyfundując wewnątrz naczynia, omija w ten sposób ścianę *P*. ☒



Rys. 84.

Doświadczenie Piotra Curie i Debierné'a, dowodzące, że »promieniotwórczość wywołana« powstaje wskutek dyfuzji emanacji.



Rys. 85.

Skroplenie emanacji radu przez Rutherforda i Soddy'ego.

wiskiem, przenoszącym promieniotwórczość, może być tylko powietrze, które, dyfundując wewnątrz naczynia, omija w ten sposób ścianę *P*. ☒

☒ W istocie dalsze doświadczenia dowiodły, że powietrze, znajdujące się w zetknięciu z radem, nabiera własności promieniotwórczych, które z czasem zanikają.

Idąc dalej w kierunku, nakreślonym przez Marię Curie Skłodowską, Rutherford przypisał własności te nowemu pierwiastkowi gazowemu, znajdującemu się w »aktywowanem«

powietrzu. Ten nowy gazowy pierwiastek promieniotwórczy nazwał on »emanacją radu«. Obecnie nazywają go powszechnie »radonem«. Hipoteza ta została potwierdzona przez znakomite doświadczenie, wykonane w r. 1903 przez Rutherforda i Soddy'ego. Powietrze, zaktywowane przez rad i zebrane w zbiorniku gazu (rys. 85), zostało wprowadzone do rurki, posiadającej kształt litery U, i oziębione ciekłym powietrzem do -180° . W tych warunkach udało się skroplić emanację. Otrzymano kilka kropli ciężkiej, przezroczystej cieczy o bardzo silnej promieniotwórczości: skoro umieszczono w rurce U willemit, świecił on pod wpływem promieni emanacji tak mocno, że przy jego świetle można było łatwo czytać. ☒

☒ Temperatura wrzenia emanacji czyli radonu wynosi -62° C, temperatura krytyczna $= +104^{\circ}$. Temperatura zamarzania $= -71^{\circ}$. Gęstość w ciekłym stanie wynosi około 5. Początkowo mniemano, że emanacja, będąca gazem promieniotwórczym, potrafi »sama siebie jonizować«. Doświadczenie dowiodło jednak, że emanacja nie wykazuje osobliwego przewodnictwa elektrycznego i że nie zawiera ona więcej jonów gazowych, niż inne gazy. ☒

☒ Ramsay i Soddy dowiedli, że nowy gaz promieniotwórczy podlega zarówno prawu Boyle'a, jak również prawu Gay-Lussaca, że więc zachowuje się tak samo, jak inne gazy. Rozpuszczalność emanacji w wodzie wynosi 300 cm^3 w litrze; jeszcze większa jest jej rozpuszczalność w cieczach organicznych: w alkoholu i toluenie. Oczywiście roztwory te są promieniotwórcze. ☒

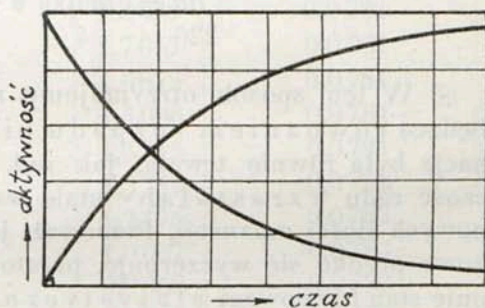
☒ Że mamy tu do czynienia z nowym *pierwiastkiem*, dowiodły badania widma emanacji, dokonane przez Rutherforda i Roydsa. Widmo emanacji jest widmem indywidualnego pierwiastku: zawiera ono około 100 prążków charakterystycznych, z których najwybitniejsze są zielone i fioletowe. ☒

☒ Emanacja czyli radon jest pierwiastkiem chemicznie obojętnym, wszystkie bowiem próby, mające na celu wywołanie reakcyj chemicznych między emanacją i innymi substancjami, spęły na niczem. Okazało się, że emanacja nie ulega ani działaniu kwasów ani zasad. Nie łączy się ona ani z tlenem ani z magnezem ani z innymi metalami. Nie ulega ona żadnej przemianie pod wpływem wyładowań elektrycznych ani też pod wpływem wysokich lub niskich temperatur. Wy-

nika stąd, że emanacja nie wykazuje powinowactwa do innych pierwiastków. ☒

☒ To zachowanie się wskazuje, że emanacja jest pierwiastkiem, należącym do rodziny t. zw. »gazów szlachetnych«, do których należą hel, neon, argon i inne rzadkie gazy atmosfery. W istocie oznaczenie gęstości emanacji w stanie gazowym dało liczbę, zbliżoną do 222. Jeżeli na podstawie analogji z innymi »gazami szlachetnymi« uznać emanację gza az »jednoatomowy«, to należy jej przypisać ciężar atomowy, równy jej ciężarowi cząsteczkowemu, czyli 222. Na tej zasadzie możemy znaleźć dla niej miejsce 86-te w układzie okresowym pierwiastków (por. str. 9) w grupie »zerowej« tuż pod ksenonem. ☒

☒ *C. Prawo równowagi promieniotwórczej.* Początkowa promieniotwórczość emanacji jest znacznie większa od promieniotwórczości radu: 1g emanacji wydziela bowiem 5000000 kal. na godzinę. Nie jest ona jednak trwała, lecz zmniejsza się dość szybko: naprzód prędkiej, potem zaś coraz wolniej. Jeżeli początkową promieniotwórczość emanacji przyjąć za 100 i wyznaczyć w układzie współrzędnych jej promieniotwórczości po upływie pewnych okresów czasu, jako rzędne, oznaczając jako odciętą czas od początku pomiarów, — to otrzymamy krzywą »spadku promieniotwórczości emanacji«, która asymptotycznie zbliża się do osi odciętych (por. rys. 86). Okazuje się, że promieniotwórczość spada po 3,85 dniach do połowy, po 7,7 dniach do $\frac{1}{4}$, po 11,55 do $\frac{1}{8}$ — słowem po każdym okresie 3,85 — dniowym — do połowy tej wartości, jaką posiadała na początku tego okresu. ☒

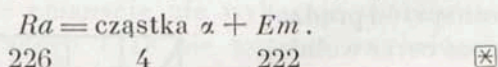


Rys. 86.

Krzywa »wyczerpania« promieniotwórczości emanacji i krzywa »regeneracji« radu.

☒ Jeżeli jednocześnie zbadamy preparat radowy, z którego emanacja została otrzymana (np. przez rozpuszczenie preparatu w wodzie i usunięcie emanacji w próżni), to przekonamy

się, że rad stracił wskutek tej operacji około 75% swej pierwotnej promieniotwórczości. W tym samym czasie jednak, kiedy promieniotwórczość emanacji stale spada, rad zyskuje znów na sile. Kiedy zaś promieniotwórczość emanacji spadła praktycznie do zera, rad powraca do pierwotnego stanu i znów może wydzielić odpowiednią ilość emanacji, poczem gra rozpoczyna się na nowo. Jeżeli w tym samym układzie współrzędnych (rys. 86) oznaczymy promieniotwórczości radu w okresie jego »wypoczynku«, to otrzymamy drugą krzywą, podnoszącą się ku górze i stanowiącą niejako dopełnienie pierwszej krzywej. Wynika stąd bezpośredni związek genetyczny, istniejący pomiędzy radem i emanacją, jako produktem jego rozpadu. W istocie widzieliśmy, że rad wyrzuca cząstki α , których ciężar atomowy wynosi 4. Wskutek tego powstawać musi produkt, którego ciężar atomowy jest o 4 jednostki mniejszy od ciężaru atomowego radu. Tym produktem jest emanacja (radon):



$\boxed{\times}$ W ten sposób otrzymujemy równanie przemiany radu, będące równaniem rozpadu pierwiastka. Gdyby emanacja była równie trwała, jak rad, wówczas promieniotwórczość radu wzrastałaby stale wskutek powstawania wciąż nowych ilości emanacji. Ponieważ jednak ta ostatnia stosunkowo prędko się wyczerpuje, przeto po pewnym czasie następuje stan równowagi statystycznej, w którym tyleż emanacji powstaje w jednostce czasu, ile jednocześnie znika. W tym stanie promieniotwórczość radu osiąga wartość graniczną, odpowiadającą asymptocie górnej krzywej rys. 86. Mówimy wówczas »że rad znajduje się w równowadze promieniotwórczej z produktem jego rozpadu, t.j. z emanacją«. $\boxed{\times}$

$\boxed{\times}$ Jeżeli teraz porównamy obie krzywe, przedstawione na rys. 86, mianowicie krzywą »wyczerpania« emanacji i krzywą »regeneracji« radu, to zauważymy, że obie te krzywe dopełniają się wzajemnie w ten sposób, że suma promieniotwórczości emanacji i radu w każdej chwili pozostaje stała. Prawo to jest bezpośrednim wynikiem istniejącej w układzie »równowagi promieniotwórczej«: ilość emanacji bowiem, która w danym okresie czasu ulega rozpado-

wi, równa się dokładnie ilości emanacji, powstającej w tym samym okresie i gromadzącej się w radzie. *Ogólna promieniotwórczość* pozostaje więc bez zmiany. ☒

☒ *D. Prawo rozpadu pierwiastków promieniotwórczych.* Jeżeli w układzie współrzędnych oznaczymy wzdłuż osi rzędnych logarytmy promieniotwórczości, odkładając wzdłuż osi odciętych, podobnie jak na rys. 86, czas, to zauważymy, że otrzymane w ten sposób punkty leżą na linii prostej.

TABLICA 51.

Spadek promieniotwórczości emanacji radu
podł. Piotra Curie

Czas: t	Promieniotwórczość: J	$\log J$	$z = \frac{\log J_0 - \log J}{t}$
0 dni	100	2,0000	—
1 „	83,5	1,9217	0,0783
2 „	69,8	1,8439	0,0782
3 „	58,3	1,7657	0,0781
4 „	48,7	1,6875	0,0781
5 „	40,7	1,6096	0,0781
6 „	34,0	1,5315	0,0781
8 „	23,7	1,3747	0,0782
10 „	16,5	1,2175	0,0782
12 „	11,5	1,0607	0,0783
14 „	8,05	0,9058	0,0782
20 „	2,73	0,4362	0,0782 ☒

☒ Z danych, przytoczonych w tablicy 51, i przedstawionych na rys. 87, Piotr Curie wyprowadził nader doniosłe prawo »spadku promieniotwórczości«, które znalazło zastosowanie w analizie produktów rozpadu pierwiastków promieniotwórczych. Prawo to głosi: że logarytm promieniotwórczości zmniejsza się proporcjonalnie do czasu, czyli:

$$\ln J = \ln J_0 - \lambda t,$$

jeżeli J_0 oznacza początkową promieniotwórczość, J — promieniotwórczość emanacji po czasie t i λ »stałą spadku promie-

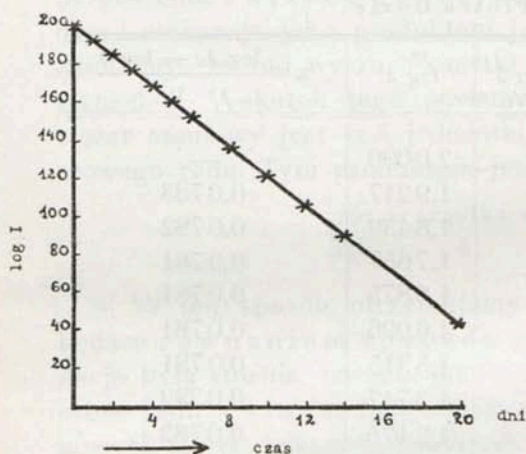
niotwórczości». Oznaczając zasadę logarytmów »naturalnych« przez e , otrzymamy z równania powyższego:

$$J = J_0 \cdot e^{-\lambda t}.$$

Różniczkując zaś poprzednie równanie podług t , otrzymamy

$$-\frac{dJ}{dt} = \lambda \cdot J$$

Przyjmując zdolność promieniotwórczą J za miarę ilości pierwiastka promieniotwórczego (a więc w danym wypadku emanacji), zauważymy, że powyższe równanie różniczkowe jest równaniem na *szybkość reakcji jednocząsteczkowej*. Dowodzi



Rys. 87.

Logarytmiczny spadek promieniotwórczości radonu.

promieniotwórczości jest — w myśl teorii rozpadu Rutherforda — miarą szybkości rozpadu pierwiastka promieniotwórczego, nazywamy stałą λ »stałą rozpadu«. Stała rozpadu emanacji wynosi na podstawie danych, przytoczonych w tablicy 51:

$$\lambda = \frac{2,303 \%}{24.3600} = 0,000\,002\,08 \text{ sek}^{-1}.$$

Liczba powyższa oznacza, że w ciągu jednej sekundy rozpada się $\frac{208}{100\,000\,000}$ ogólnej ilości atomów radonu, istniejących w danej chwili. Jeżeli przypuścimy, że rozpad odbywa się z szybkością stałą, t. j., że w ciągu każdej sekundy ulega

ono, że ilość atomów pierwiastka promieniotwórczego, ulegających rozpadowi w jednostce czasu, jest proporcjonalna do ogólnej ilości atomów tegoż pierwiastka. W ten sposób prawo rozpadu potwierdza hipotezę Rutherforda o materialnym charakterze zjawisk promieniotwórczych. ☒

☒ *E. Stała rozpadu i okres półtrwania.* Uwzględniając, że szybkość spadku

rozpadowi jednakowa ilość atomów, wówczas moglibyśmy obliczyć »okres życia« radonu τ :

$$\tau = \frac{100\,000\,000}{208} = 480\,000 \text{ sek czyli } 5,55 \text{ dni.}$$

W rzeczywistości jednak przebieg krzywej rozpadu, przytoczonej na rys. 86 (str. 265), dowodzi, że szybkość rozpadu stale maleje, że więc w rzeczywistości całkowity rozpad radonu trwa nieskończenie długo. Wobec tego liczba τ , zwana »okresem życia«, posiada raczej znaczenie praktyczne. W radiologii stosują natomiast zwykle inną liczbę dla charakterystyki pierwiastków promieniotwórczych: t.zw. »okres półtrwania«, czyli czas potrzebny do rozpadu połowy istniejącej początkowo ilości pierwiastka. Okres ten daje się dokładnie obliczyć na podstawie równania rozpadu. W ciągu »okresu półtrwania« T początkowa promieniotwórczość J_0 ma zmniejszyć się do połowy. Więc

$$J_T = \frac{1}{2} J_0.$$

Podstawiając tę wartość do równania logarytmicznego, otrzymamy:

$$\ln \frac{1}{2} J_0 = \ln J_0 - \lambda T$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}.$$

Na okres półtrwania radonu otrzymamy:

$$T = \frac{0,69315}{208 \cdot 10^{-8}} = 333\,000 \text{ sek czyli } 3,83 \text{ dni. } \boxtimes$$

\boxtimes Stała rozpadu i okres półtrwania są to najbardziej charakterystyczne cechy pierwiastków promieniotwórczych wogóle. Dla charakterystyki poszczególnych pierwiastków stałe te są nawet jeszcze ważniejsze, niż jakiegokolwiek inne cechy fizyczne, np. gęstość, widmo i t. p. Większość pierwiastków promieniotwórczych jest bowiem tak nietrwała, że oznaczenie stałych fizycznych jest w tych wypadkach niemożliwe. Stała rozpadu i okres półtrwania są wówczas temi wielkościami, zapomocą których jedynie można scharakteryzować te efemeryczne substancje, utożsamiać lub też odróżniać je od siebie. \boxtimes

⊗ Stała szybkości rozpadu tem różni się od stałych szybkości zwykłych reakcyj chemicznych, że jest ona zupełnie niezależna od warunków zewnętrznych. Ani ciśnienie ani nawet temperatura nie okazują najmniejszego wpływu na szybkość rozpadu emanacji, który odbywa się w tem samem tempie w temperaturze ciekłego powietrza i w temperaturze łuku elektrycznego. Widocznie te źródła energii, które posiadamy, są zbyt słabe w porównaniu z energją rozpadu pierwiastków, aby mogły one wywierać jakikolwiek wpływ na szybkość tego rozpadu. Słusznie też powiada Ostwald, że »każdy pierwiastek promieniotwórczy spełnia cykl swych przemian z zadziwiającą precyzją, — na podobieństwo majestatycznego słońca, odbywającego swą drogę w wszechświecie«. Pierwiastki promieniotwórcze są jakby »zegarami wszechświata«. W rzeczywistości przekonamy się niebawem, że zegary te stosowane są z powodzeniem do oznaczania długości okresów geologicznych. ⊗

⊗ *F. Źródło energii promieniotwórczej.* Na podstawie teorii »rozpadu«, ogłoszonej przez Rutherforda, możemy rozwiązać zagadnienie: skąd rad i inne pierwiastki promieniotwórcze czerpią energję. Pierwiastki te znajdują się w stanie ciągłej przemiany, polegającej na rozpadzie ich atomów. Podczas tego rozpadu odszczepiają się cząstki α (dwuwartościowe jony helu) albo cząstki β (wolne elektrony) i powstają pierwiastki lżejsze, o prostszej budowie atomów. Pierwiastki promieniotwórcze są więc *układami nietrwałemi*, i przemiana ich w układy trwalsze związana jest ze zmianą zasobu energii wewnętrznej. Zmiana tak jest wielka, że przewyższa tysiąckrotnie ilości energii, wydzielające się podczas zwykłych przemian chemicznych. ⊗

⊗ *G. Okres półtrwania radu.* Jeżeli tak jest w rzeczywistości, to należy przypuścić, że rad zanika zczasem. Jakkolwiek zanik ten odbywa się niesłychanie powolnie, i zmniejszenie się promieniotwórczości radu nie daje się z tego względu stwierdzić doświadczalnie, to jednak można obliczyć szybkość tego procesu. ⊗

⊗ Na podstawie oznaczenia liczby scyntylacyj Rutherford obliczył, że 1 g radu wyrzuca w ciągu sekundy $34 \cdot 10^9$ cząstek α . Stąd łatwo obliczyć, że 1 gramatom radu (czyli 226 g) wyrzuca w ciągu sekundy:

$$Z = 226 \cdot 34 \cdot 10^9 \text{ cząstek } \alpha.$$

Z drugiej strony wiadomo zaś, że 1 gramatom jakiegokolwiek substancji zawiera:

$$N = 6,06 \cdot 10^{23} \text{ atomów}$$

(liczba Loschmidta, por. tom I, str. 170). Stała rozpadu radu λ jest to stosunek ilości atomów radu, ulegających rozpadowi w jednostce czasu, do ogólnej ilości atomów radu. Przeto

$$\lambda = \frac{Z}{N} = \frac{226 \cdot 34 \cdot 10^9}{6,06 \cdot 10^{23}} = 1,268 \cdot 10^{-11} \text{ sek}^{-1}.$$

Stąd »okres życia« radu:

$$\tau = \frac{1}{1,268} \cdot 10^{11} = 788,6 \cdot 10^8 \text{ sek czyli 2500 lat.}$$

»Okres półtrwania« radu wynosi zaś:

$$T = \frac{0,69315}{\lambda} = 0,69315 \cdot 2500 = 1733 \text{ lat. } \boxtimes$$

\boxtimes H. Doświadczalne potwierdzenie tożsamości cząstek α i atomów helu. Emanacja wyrzuca podczas rozpadu cząstki α , podobnie jak rad. W r. 1903 Ramsay i Soddy badali widmo emanacji w zatopionej rurce, zaopatrzonej w platynowe elektrody (rys. 88). Po upływie kilku dni badacze ci, chcąc upewnić się w otrzymanych wynikach, powtórzyli obserwację. Wynik jej był jednak tym razem zupełnie nieoczekiwany: do charakterystycznych prążków emanacji, o których mówiliśmy na str. 264, przyłączył się *nowy jasny żółty prążek*. Był to prążek charakterystyczny helu. Po kilku dniach następnych inne prążki zanikły, i w rurce powstało pełne widmo tego szlachetnego gazu, który został przez Ramsaya w r. 1895 odkryty w powietrzu (por. t. 1, str. 614). W ten sposób hipoteza Rutherforda została doświadczalnie potwierdzona: cząstki α zamieniają się w atomy helu. \boxtimes

\boxtimes W istocie Dewar dowiódł, że rad bezustannie wytwarza hel. Z pomiarów tego badacza wynika, że 1 g Ra wydziela w ciągu 24 godzin 0,46 mm³ helu, czyli $53 \cdot 10^{-10}$ cm³ He na sekundę. Z pomiarów scyntylacyj Rutherforda i Geigera wiemy zaś, że w ciągu sekundy rozpada się $34 \cdot 10^9$ atomów radu. W dalszym ciągu przekonamy się, że jeden atom

radu podczas całkowitego rozpadu wytwarza 4 cząstki α . Stąd ogólna ilość cząstek α , powstających z 1 g Ra w ciągu 1 sek, wynosi:

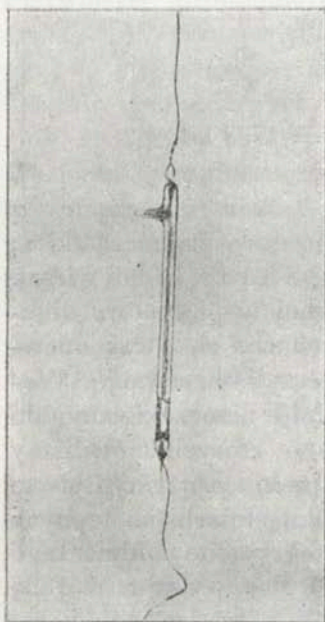
$$n = 4.34.10^9.$$

Wszystkie te cząstki zajmują objętość:

$$v = 53.10^{-10} \text{ cm}^3.$$

Na podstawie tych liczb możemy obliczyć ilość cząstek w jednym molu gazu (którego objętość stanowi, jak wiadomo: 22 400 cm^3), czyli t. zw. »liczbę Loschmidta« N (por. t. I, str. 170):

$$N = \frac{n}{v} \cdot 22400 = \frac{4.34.10^9 \cdot 22400}{53.10^{-10}} = 5,74.10^{23} \text{ cząsteczek.}$$



Rys. 88.

Badanie widma emanacji w rurze Geisslera. Doświadczenie Ramsay'a i Soddy'ego.

Liczba ta zgadza się dość dobrze z liczbą Loschmidta, oznaczoną innymi metodami, której najprawdopodobniejsza wartość wynosi:

$$N = 6,06.10^{23}. \quad \boxtimes$$

\boxtimes I. Ile ciepła wydziela rad?

Wiemy, że rad, znajdujący się w równowadze promieniotwórczej z produktami rozpadu, wydziela około 140 kal na godzinę. Stanowi to 1 200 000 kal rocznie. Ponieważ średni okres trwania radu wynosi, jak widzieliśmy, 2 500 lat, przeto w ciągu okresu swego istnienia 1 g radu wydzielić powinien 3.10^9 kal. \boxtimes

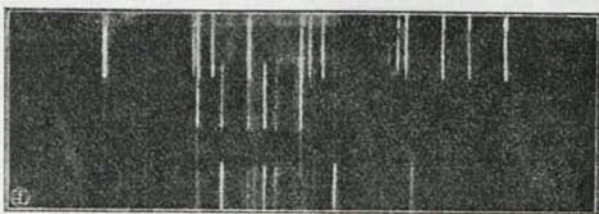
\boxtimes Jeszcze silniejszą promieniotwórczość posiada, jak wiadomo, radon: 1 g radonu wydziela na godzinę 5 000 000 kal. Ponieważ »średni okres trwania« radonu wynosi 133 godziny, przeto ogólna ilość ciepła, wytworzonego przez 1 g emanacji, wynosi 665.10^6 kal. \boxtimes

\boxtimes Liczby te posiadają oczywiście tylko teoretyczne znaczenie. Dowodzą one jednak, jak wielkie zasoby energii zawarte są w atomach wszystkich pierwiastków. W tych ogromnych zasobach

bach energii kryje się przyczyna trwałości atomów, które tylko w wyjątkowych wypadkach ulegać mogą rozpadowi. ☒

☒ *J. Dalsze losy radonu.* Przekonaliśmy się, że radon jest pierwiastkiem bardzo krótkowiecznym, jego okres półtrwania wynosi bowiem zaledwie 3,83 dni. Cóż więc staje się z radonem po jego śmierci? Jednym produktem rozpadu radonu są cząstki α , które

po stracie szybkości i ładunków elektrycznych zamieniają się w atomy helu. Ale ciężar atomowy cząstek α wynosi zaledwie 4 jednostki. Oprócz nich musi więc powstawać



Rys. 89.

Zamiana widma emanacji na widmo helu według Soddy'ego.

drugi produkt rozkładu o znacznie większym ciężarze atomowym. Jemu poświęcimy tu kilka słów. ☒

☒ Na str. 262 wspomnieliśmy już o tem, że wszystkie ciała stałe, znajdujące się w pobliżu radu, zostają przezeń »aktywowane«, i że aktywacja ich odbywa się wskutek działania emanacji. Rozwijając dalej swą tezę, że promieniotwórczość jest własnością *materji*, Rutherford przypuścił, że »promieniotwórczość wywołana« na powierzchni ciał pod wpływem emanacji radu, pochodzi stąd, że powierzchnia ta pokrywa się cienką powłoką »osadu promieniotwórczego«, będącego produktem rozkładu emanacji. ☒

☒ Można »skoncentrować« nieco większe ilości »osadu promieniotwórczego« w prostym przyrządzie, podanym na rys. 90. Przyrząd ten składa się z butelki, zawierającej roztwór soli radowej. Do wnętrza wprowadzono dwa izolowane druty *P* i *W*. Drut *P*, zanurzony w roztworze, posiada ładunek dodatni, drut *W* zaś naładowany jest ujemnie przez połączenie z baterją elektryczną o napięciu około 300 volt. Podczas rozpadu atomów radonu powstają cząstki α , wyrzucane z szybkością około 20 000 km na sek. Pozostałe »odłamki atomów« radonu odskakują w odwrotnym kierunku z szybkością:

$$v_2 = v_1 \frac{m_1}{m_2},$$