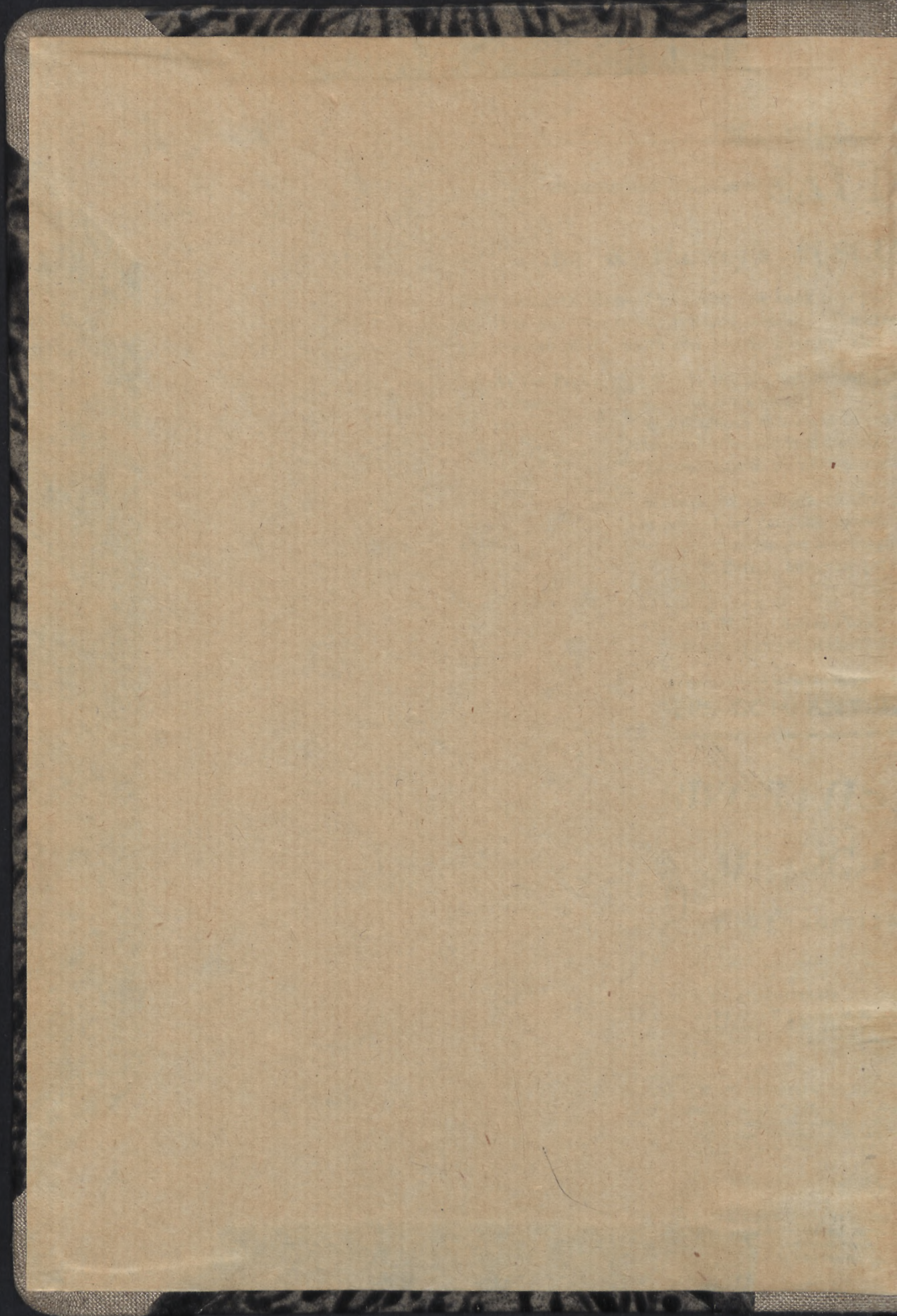


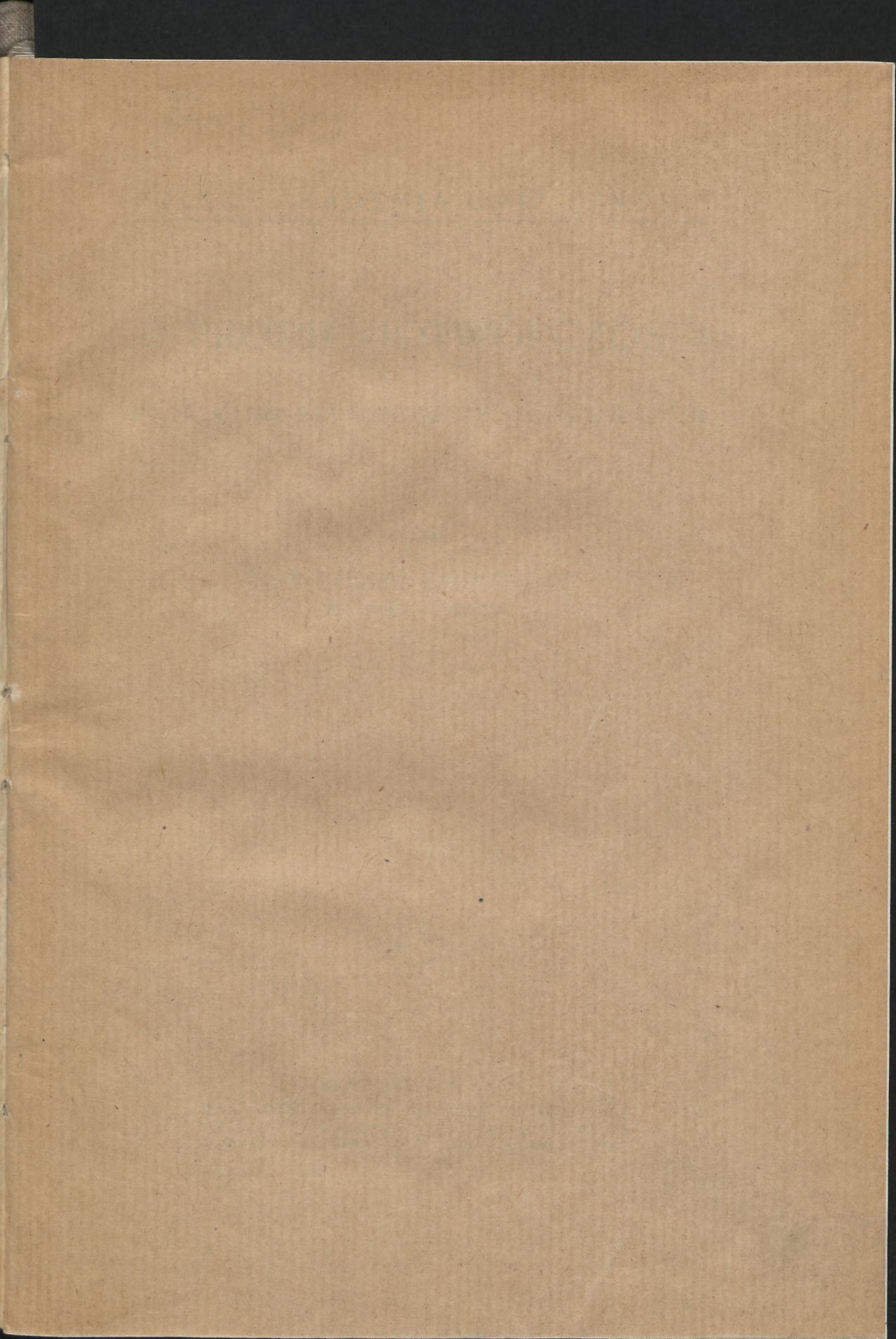
CENTRALNA BIBLIOTEKA

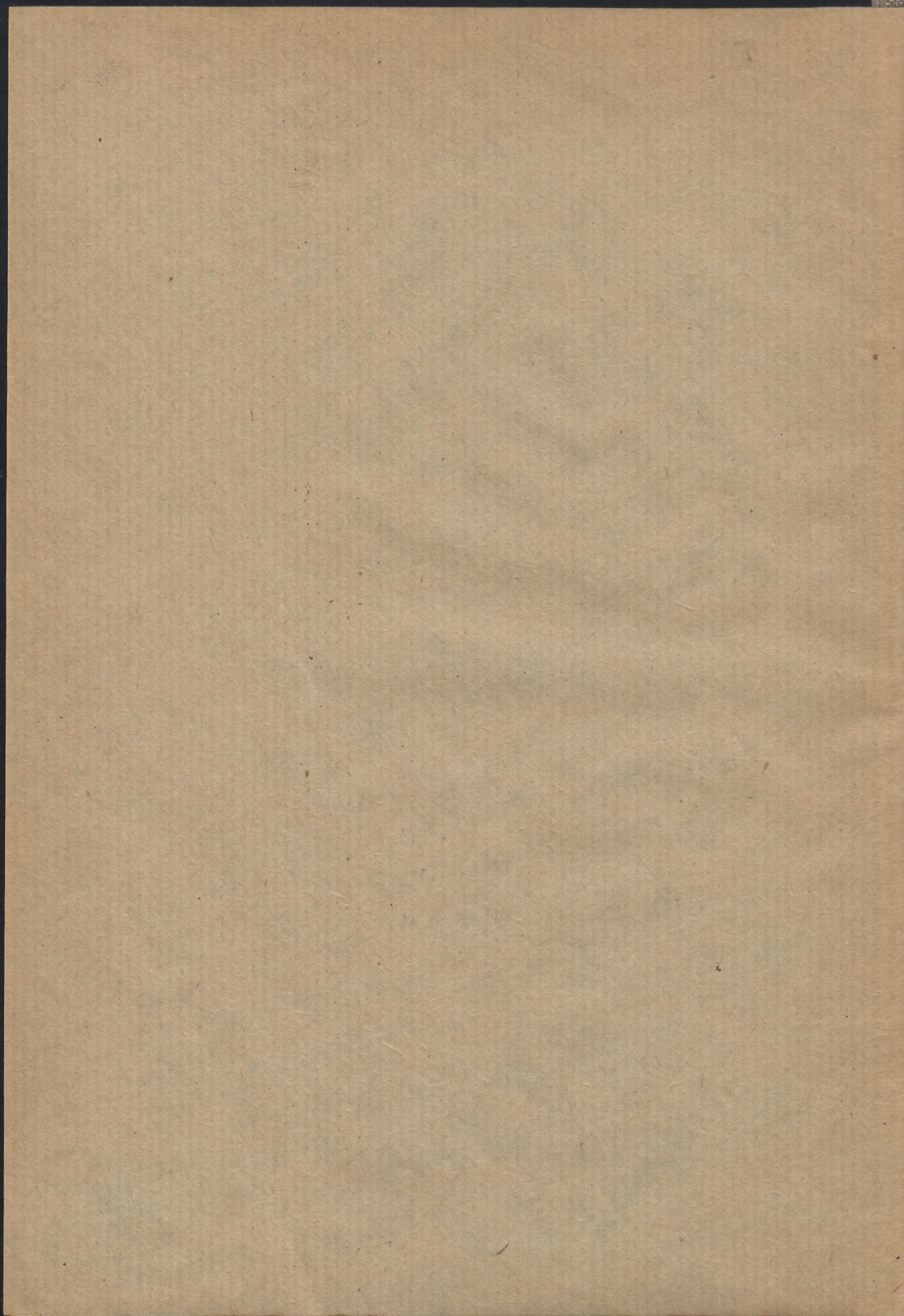
II 2549

POLITECHNIKI GDAŃSKIEJ

49







F-13-y

6426 7

POLSKA AKADEMJA UMIEJĘTNOŚCI

# O PROMIENIOTWÓRCZOŚCI

PODRĘCZNIK DLA SŁUCHACZY SZKÓŁ WYŻSZYCH

NAPISAŁ

KONSTANTY ZAKRZEWSKI

PROFESOR UNIW. JAGIELL.



*[Handwritten signature]*

W KRAKOWIE 1930

NAKŁADEM POLSKIEJ AKADEMJI UMIEJĘTNOŚCI  
SKŁAD GŁÓWNY W KSIĘGARNIACH G. GEBETHNERA I WOLFFA  
WARSZAWA — KRAKÓW — LUBLIN — ŁÓDŹ — POZNAŃ — WILNO —  
ZAKOPANE

~~II 2549~~

II 506920



~~JN 2549.~~

## PRZEDMOWA.

W książce niniejszej czytelnik znajdzie obraz możliwie elementarny zjawisk związanych z promieniotwórczością materji, a więc opis własności różnego rodzaju promieniowań, wysyłanych przez ciała promieniotwórcze, tudzież zmian, którym ulegają te ciała, wreszcie wykład teorii rozpadu, która zjawisko promieniotwórczego rozpadu ujmuje w jedną harmonijną całość. Ponieważ nauka o promieniotwórczości jest rozdziałem nauki o atomie, wydawało mi się rzeczą słuszną, by teorię rozpadu uzupełnić rozdziałami, które zawierają ogólne podstawy nauki o budowie atomu, a więc rozdziałem o jądrze atomu, o prawie Moseley'a i t. p.

Nie chcąc rozszerzać zbytnio ram niniejszej książki, tudzież podnosić skali przygotowania niezbędnego do jej zrozumienia, nie uwzględniłem w niej wcale najnowszych badań teoretycznych, które zostały dokonane nad rozpadem promieniotwórczym na podstawie mechaniki falowej.

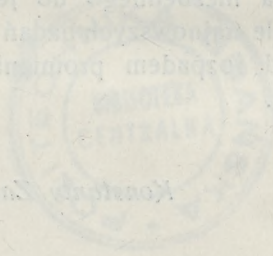
Kraków, 1930 r.

*Konstanty Zakrzewski.*

2549

PRZEDMOWA

W książce niniejszej czytelnik znajdzie opisanie możliwości ele-  
mentaryjnych zjawisk związanych z promieniotwórczością materii,  
a więc opis własności różnego rodzaju promieniowań, wyszłych  
przez ciała promieniotwórcze, iudziej zmian, którym ulegają te  
ciała, wreszcie wykład teorii rozpadu, która zjawisko promienio-  
twórczego rozpadu ajnste w jedną harmonijną całość. Ponieważ  
nauka o promieniotwórczości jest rozdziałem nauki o atomie,  
wydawało mi się rzeczą słuszną, by teorii rozpadu napisać roz-  
działem, które zawierałoby ogólne podstawy nauki o budowie  
atomu, a więc rozdziałem o tytule: "O budowie atomu i o rozpadzie",  
nie chcąc wyrazić zgrywno tam nielajszaj kajstio iudziej  
podobnie skali przygotowania niezbędnych do tej rozprawy,  
nie wyrażałem w niej wcale opinii o wartości teoretycznych,  
które zostały dokonane nad rozpadem promieniotwórczym na  
podstawie mechaniki falowej.



Kraków, 1930 r.

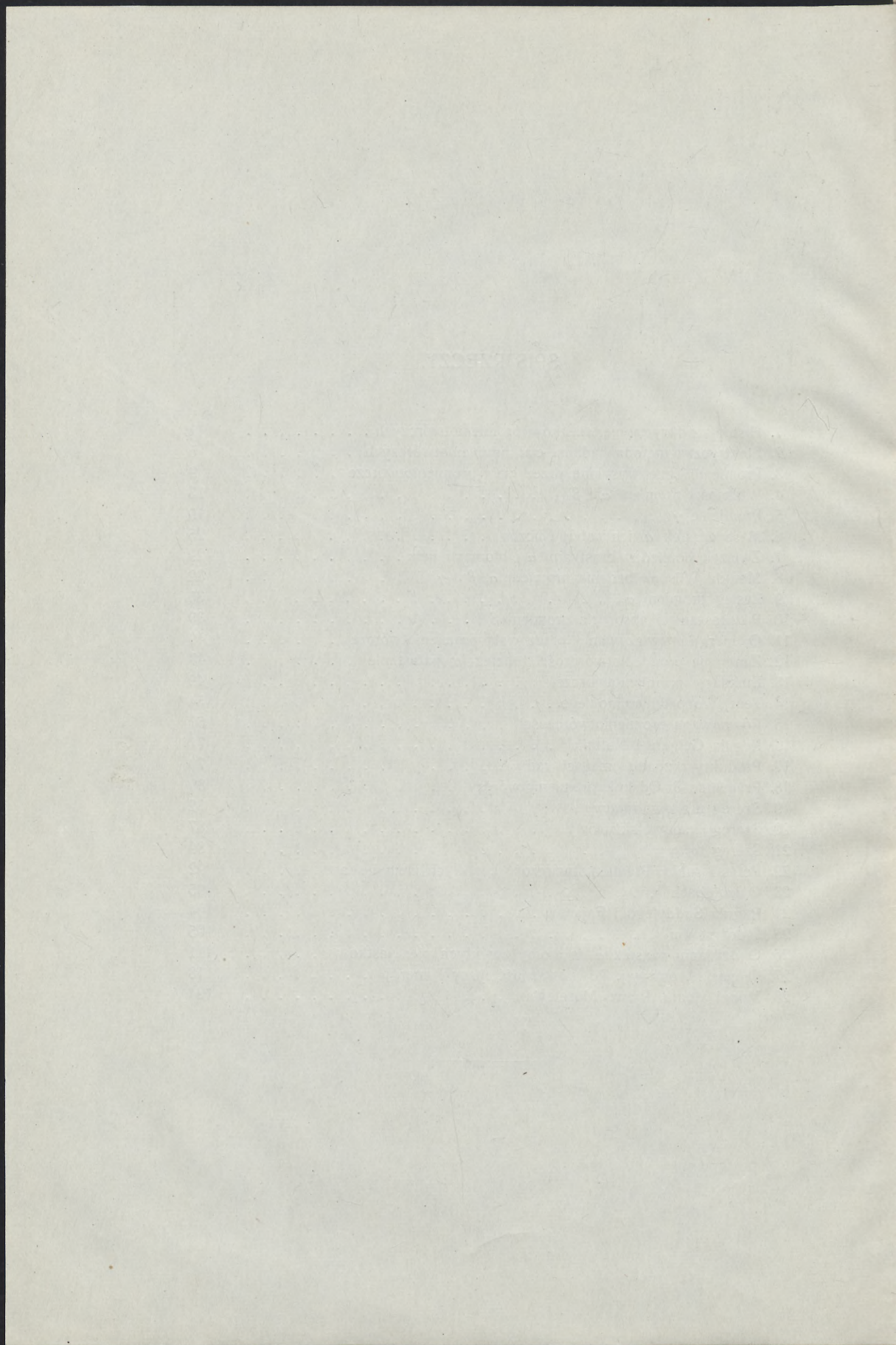
Konstanty Jabłoński

2549



## SPIS RZECZY.

§	Str.
1. Historia odkrycia pierwiastków promieniotwórczych . . . . .	1
2. Elektryczna metoda badania ciał promieniotwórczych . . . . .	5
3. Promieniowanie wysyłane przez ciała promieniotwórcze . . . . .	9
4. Własności promieni $\alpha$ i $\beta$ . . . . .	13
5. Promienie $\gamma$ . . . . .	19
6. Masa cząstek $\alpha$ , ich nabój i liczba . . . . .	25
7. Związek pomiędzy cząstkami $\alpha$ i atomami helu . . . . .	29
8. Metoda Wilsona badania promieni $\alpha$ , $\beta$ i $\gamma$ . . . . .	32
9. Zasięg promieni $\alpha$ . . . . .	35
10. Rozpraszanie i absorbcja promieni $\beta$ . . . . .	39
11. O energii wywiązanej przez ciała promieniotwórcze . . . . .	40
12. Zanikanie promieniotwórczości tudzież jej narastanie . . . . .	43
13. Emanacje promieniotwórcze . . . . .	49
14. Teorja rozpadu atomowego . . . . .	54
15. Równowaga promieniotwórczości . . . . .	61
16. Reguła Geigera i Nuttalla . . . . .	71
17. Produkty rozpadu emanacji radu . . . . .	73
18. Promienie $\delta$ . Odskok promieniotwórczy . . . . .	80
19. Szereg uranowo-radowy . . . . .	82
20. Szereg uranowo-aktywny . . . . .	87
21. Szereg torowy . . . . .	89
22. Potas i rubid. Promieniotwórczość zwykłych ziem i skał . . . . .	92
23. O izotopach . . . . .	95
24. Reguła Soddy'ego i Fajansa . . . . .	104
25. Jądro atomu . . . . .	105
26. O działaniu cząstek $\alpha$ na atomy zwykłych pierwiastków . . . . .	111
27. O masie atomowej. Równoważność masy i energii . . . . .	118
28. Model atomu. Prawo Moseley'a . . . . .	124



## § 1. Historia odkrycia pierwiastków promieniotwórczych.

Odkrycie pierwiastków promieniotwórczych zawdzięczamy francuskiemu uczonemu, Henrykowi Becquerel; nastąpiło ono w początku roku 1896. Becquerel zajęty był wówczas badaniem zagadnienia, czy ciała fluoryzujące wysyłają promienie Röntgena. Badania te wykazały, że, z pośród różnych ciał fluoryzujących pod wpływem światła, sole uranowe wysyłają rzeczywiście pewne promienie, podobne do promieni Röntgena, zdolne do działania przez papier lub przez cienkie aluminiowe blaszki na płytę fotograficzną. Po bliższym zbadaniu okazało się jednak, że odkryte promienie nie mają nic wspólnego ze zdolnością fluorescencji: natężenie ich zależy jedynie od zawartości uranu w solach i jest do niej proporcjonalne, natomiast nie zależy od własności związków chemicznych, w jakich uran występuje, również nie zależy zupełnie od działania światła. Becquerel wyprowadził stąd potwierdzony następnie w zupełności wniosek, że odkryte przez niego promieniowanie jest własnością atomową uranu.

Promienie odkryte przez Becquerela, nazwane promieniami uranowymi, posiadają zdolność jonizowania gazów, czyli zamiany tych ciał na przewodniki elektryczności. Własność ta objawia się np. w ten sposób, że naelektryzowany elektroskop, znajdujący się w pobliżu uranu, czy też soli uranowych, traci w czasie stosunkowo krótkim (tem krótszym, im silniejsze jest natężenie promieni uranowych) ładunek elektryczny. Można zatem przy pomocy elektroskopu badać promienie uranowe w sposób bardzo prosty, nie tylko pod względem jakościowym, lecz również ilościowo.

Uran jest pierwiastkiem oddawna znanym i, jak się здаwało, pod każdym względem dokładnie zbadanym. Zupełnie nieoczekiwane odkrycie, że pierwiastek ten wysyła promienie

o dziwnych własnościach, spowodowało konieczność zbadania innych pierwiastków pod względem zdolności wysyłania promieni. Pracy tej podjęli się G. C. Schmidt i Marja ze Skłodowskich Curie; rezultatem tej pracy było odkrycie (w r. 1898), że nie tylko uran, lecz również tor posiada zdolność wysyłania promieni, podobnych pod wieloma względami do promieni uranowych.

Wśród różnych ciał badanych przez panią Curie znalazły się najrozmaitsze minerały, zawierające związki uranu. Otóż okazało się, że niektóre z tych minerałów, np. tak zwana blenda smołowa z Jachimowa (Joachimstal) w Czechach, wysyłają promienie o natężeniu większym, aniżeli można się było spodziewać z zawartości uranu, znajdującego się w tych minerałach. Z tego faktu pani Curie wyprowadziła wniosek, że w minerałach powyższych znajduje się nieznan pierwiastek, posiadający w większym stopniu aniżeli uran zdolność wysyłania promieni. Wraz ze swym małżonkiem Piotrem Curie<sup>1)</sup> pani Curie podjęła badania celem wydzielenia owego pierwiastka z rud uranowych. Metoda badania polegała na tem, że blendę smołową poddawano różnym reakcjom chemicznym i szukano, w jakich produktach tych reakcyj utrzymywała się zdolność wysyłania promieni. Za pomocą reakcyj, wydzielających z blendy bizmut, otrzymano produkt, którego zdolność promieniotwórcza, mierzona natężeniem wysyłanych promieni, okazała się kilkaset razy silniejszą aniżeli zdolność promieniotwórcza uranu. W ten sposób razem z bizmitem został wydzielony i skoncentrowany nowy promieniotwórczy pierwiastek, któremu dano nazwę *polon* (w lipcu 1898 r.).

Państwo Curie oraz G. Bémont zawiadomili świat naukowy dn. 26 grudnia 1898 o nowem, jeszcze ważniejszym odkryciu: z blendy smołowej można wydzielić wraz z barem nowy pierwiastek, który otrzymał nazwę *rad*. Odkrycie radu wywarło rozstrzygający wpływ na dalszy przebieg rozwoju nauki o promieniotwórczości, a to z powodu, iż rad okazał się znacznie silniej promieniotwórczym aniżeli uran, tor i preparaty, zawierające

<sup>1)</sup> Pierre Curie (1859—1906), profesor Szkoły fizycznej i chemicznej municipalnej w Paryżu, od r. 1900 profesor w Sorbonie. Razem z bratem, Janem Curie, odkrył i opracował dziedzinę piezo-elektryczności. W r. 1895 pojął za małżonkę znakomitą naszą rodaczkę, Marję Skłodowską, urodzoną w Warszawie w r. 1867. Po tragicznej śmierci męża pani Curie-Skłodowska została powołana na jego katedrę, którą dotychczas zajmuje.

polon; powtóre zaś, ponieważ zdołano otrzymać sole radowe w stanie czystym, a wówczas można je już było z łatwością poddawać badaniu znanymi metodami fizycznymi i chemicznymi.

Żeby dać wyobrażenie o sile promieniotwórczej radu, wystarczy wspomnieć, że natężenie promieni wysyłanych przez rad jest kilka milionów razy większe aniżeli natężenie promieni, wysyłanych przez jednakową masę uranu.

Blenda smołowa jest mieszaniną związków różnorodnych pierwiastków i zawiera bardzo małą ilość radu (około 1 grama na 7000 kilogramów blendy). Proces oddzielania radu z blendy, a również z innych rud, jest więc bardzo uciążliwy i kosztowny. Odosobnienie radu utrudnia jeszcze ta okoliczność, że własności chemiczne radu są bardzo podobne do własności baru (który również znajduje się w blendzie), tak dalece, że wszystkie reakcje, które strącają z roztworów bar, strącają również i rad. Stąd pochodzi, że procesy, mające na celu wydzielenie z blendy radu, dają początkowo mieszaninę baru i radu. Ostateczny rozdział dwu tych pierwiastków uskuteczniamy metodą krystalizacji: np. chlorek radu jest nieco mniej rozpuszczalny aniżeli chlorek baru. Jeżeli zatem roztwór, zawierający obie powyższe sole, poddamy częściowej krystalizacji, wydzieli się masa stała, w której stosunek radu będzie nieco większy aniżeli w roztworze. Powtarzając taki proces wielokrotnie, dochodzimy do produktów, zawierających coraz więcej radu. Można w ten sposób otrzymać sól radową, praktycznie rzeczy biorąc, czystą.

Od roku 1922 rozwija się na wielką skalę produkcja radu w Belgji (Oolen) z rud, pochodzących z Kongo. Rad wyprodukowany z tych rud odznacza się wielką czystością (jest wolny od mezotoru). Całkowita ilość radu, wyprodukowana do r. 1925, wynosiła 300 gramów.

Rad posiada wszystkie cechy fizyczne i chemiczne, które odróżniają pierwiastki od związków chemicznych; np. pobudzony do świecenia, daje charakterystyczne widmo. Widmo radu zostało zbadane po raz pierwszy przez znawcę spektroskopji Demarçay'a, któremu pp. Curie dostarczali coraz czystszych preparatów radowych. Widmo radu jest podobne do widm, jakie dają pierwiastki, zwane ziemiemi alkalicznymi. Najbardziej charakterystyczne i jasne linje radu posiadają długość fali 381·5 i 468·2  $\mu\mu$ .

Z pośród dalszych, ważniejszych etapów w historii badań nad radem wymieniamy następujące: oznaczenie drogą chemiczną

ciężaru atomowego przez panią Curie w r. 1902 (początkowo znaleziona liczba 225 została następnie poprawiona na 226), tudzież odosobnienie czystego radu przez panią Curie w r. 1910. Metaliczny rad jest podobny do baru, topi się w temperaturze około  $700^{\circ}$ , posiada gęstość około  $6 \frac{gr}{cm^3}$  w powietrzu jest bardzo nietrwały.

Badanie polonu szło w tempie znacznie wolniejszym aniżeli badanie radu, a to ze względu, że ilość polonu, znajdującego się w blendzie smołowej, jest około 5000 razy mniejsza aniżeli ilość radu. Po długich badaniach udało się odosobnić polon w stanie czystym, lecz tylko w bardzo małych ilościach. Ważny krok w tych badaniach uczynił Markwald w r. 1903, okazując, że można otrzymać osad o znacznej koncentracji polonu przez zanurzenie płyty bizmutowej w roztworze, sporządzonym w odpowiedni sposób z blendy smołowej. Według badań pani Curie i Debierné'a, silne preparaty polonu, pobudzone do świecenia, dają charakterystyczne widmo, co dowodzi, że polon jest istotnie pierwiastkiem.

Odkrycie promieniotwórczości wzbogaciło naukę nową, niesłychanie czułą metodą poszukiwania i badania pierwiastków pewnej kategorii, mianowicie metodą elektroskopową. Metoda ta okazała się znacznie czulszą aniżeli najczulsza z przedtem znanych metoda spektroskopowa. Według badań Demarçay'a rad należy do pierwiastków, które są bardzo wrażliwe na reakcję spektroskopową. Niemniej, żeby otrzymać najbardziej intensywną linię widmową radu, należy rozporządzać preparatem, który jest około 50 razy silniej promieniotwórczy aniżeli uran. Natomiast metoda elektroskopowa pozwala wykryć i zbadać promieniotwórczość preparatu, którego siła promieniotwórcza jest około 100 razy słabsza aniżeli uranu. Nic zatem dziwnego, że nauka o promieniotwórczości, obdarzona tak potężnym środkiem badania, szybko poszła naprzód w rozwoju; równocześnie zaś niemniej szybko zwiększała się liczba pierwiastków promieniotwórczych. Z najważniejszych wymienić należy: *aktyn*, odkryty w r. 1899 przez Debierné'a, *mezotor* (Hahn 1905), *jonjum* (Boltwood 1907) i *protaktyn* (Hahn i Meitner, tudzież Soddy i Cranston 1918). Rutherford<sup>1)</sup>, badacz, który najwięcej przyczynił

<sup>1)</sup> Sir Ernest Rutherford, ur. w 1871 na wyspie Nowej Zelandji, profesor fizyki początkowo w Montreal, w Kanadzie, następnie w Manchester,

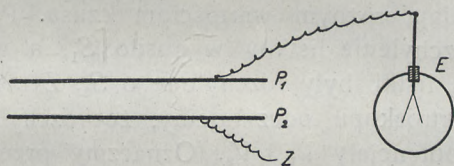
się do zrozumienia istoty zjawisk promieniotwórczości, przekonał się w r. 1900, że tor wydziela z siebie promieniotwórczy, gazowy pierwiastek, t. zw. emanację toru. Później odkryto, że rad i aktyn wydzielają również emanacje gazowe.

Pierwiastki promieniotwórcze, które zostały najwcześniej odkryte, posiadają największe ze wszystkich pierwiastków masy atomowe (uran 238, tor 232, rad 226); mogło się zatem wydawać, że promieniotwórczość jest własnością, którą objawiają tylko pierwiastki o dużej masie atomowej. Jednakowoż Campbell i Wood w r. 1907 okazali, że potas i rubid, pierwiastki o małej stosunkowo masie atomowej, są również promieniotwórcze, jakkolwiek w stopniu znacznie słabszym aniżeli uran.

Liczba znanych dzisiaj pierwiastków promieniotwórczych wynosi 40; znaczną ich część można otrzymać tylko w bardzo małych ilościach, tak małych, że zwykłym badaniom są one niedostępne. Pierwiastki takie objawiają się nazewnątrz jedynie wskutek swej promieniotwórczości.

## § 2. Elektryczna metoda badania ciał promieniotwórczych.

Powietrze i inne gazy są w stanie naturalnym izolatorami elektryczności; wskutek tego przewodnik naelektryzowany, otoczony powietrzem, utrzymuje na sobie przez długi czas udzielony mu nabój elektryczny. Przypuśćmy, że przewodnik izolowany  $P_1$  (ryc. 1), w kształcie płyty, jest połączony z elektrome-



Ryc. 1.

trem np. dwulistkowym  $E$ . Naprzeciw płyty  $P_1$  umieszczona jest druga  $P_2$ , połączona drutem z ziemią  $Z$ .

Układ, jaki wyobraża ryc. 1, nazywa się kondensatorem płaskim. Jeżeli płycie, czyli okładce  $P_1$ , udzielimy naboju elek-

---

obecnie w Cambridge, genialny badacz, autor licznych rozpraw i traktatów o promieniotwórczości, twórca teorii rozpadu pierwiastków promieniotwórczych i twórca współczesnej teorii atomu.

trycznego, przypuśćmy dodatniego, wówczas listki elektroskopu rozchylają się. Wielkość rozchylenia listków zależy od wysokości potencjału elektrycznego, jaką osiągnie okładka  $P_1$ .

Przypuśćmy, że na płycie  $P_2$  umieszczono płaskie naczynko, zawierające np. uran, tor albo preparat radowy. Zobaczymy wówczas, że listki elektroskopu zaczynają opadać; po pewnym czasie dłuższym lub krótszym, co zależy od natężenia promieniowania, wysyłanego przez ciało promieniotwórcze, listki zetkną się ze sobą; to znaczy, że kondensator rozbroił się. Nabój dodatni, który znajdował się na płycie  $P_1$ , spłynął poprzez warstwę powietrza, oddzielającą okładki kondensatora, do ziemi. Znaczy to, że promienie zamieniły tę warstwę powietrza na przewodnik: pod wpływem różnicy potencjałów okładek  $P_1$  i  $P_2$  powstaje w tej warstwie prąd elektryczny, przez co nabój płyty  $P_1$  spływa do ziemi.

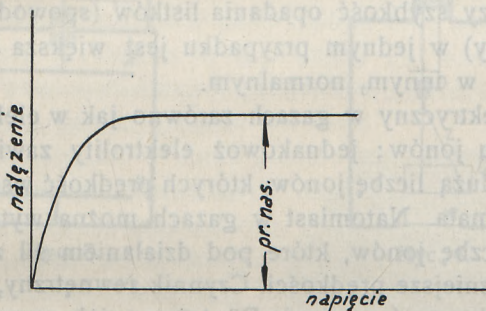
Żeby zmierzyć natężenie powstającego pod działaniem promieni prądu elektrycznego możemy użyć bądź bardzo czułego galwanometru, wstawionego w przewód, który łączy płytę  $P_2$  z ziemią, bądź też elektroskopu, który jest połączony z płytą  $P_1$ . Jeżeli jednak mamy do czynienia ze słabymi preparatami promieniotwórczymi, posługujemy się zawsze elektroskopami, względnie elektrometrami. Przypuśćmy, że elektrometr użyty do pomiarów jest elektrometrem dwulistkowym. Wówczas pomiar polega na zmierzeniu szybkości, z jaką zmniejsza się rozchylenie listków. W tym celu należy określić przy pomocy zegarka, jakie rozchylenia odpowiadają różnym wartościom czasu. Przypuśćmy, że w czasie  $t_1$  rozchylenie listków wynosiło  $S_1$ , a w czasie nieco późniejszym  $t_2$  listki były rozchylone o  $S_2$ . Z t. zw. tablicy kalibracyjnej elektroskopu odczytujemy, że rozchyleniom  $S_1$  i  $S_2$  odpowiadają potencjały  $V_1$  i  $V_2$ . Oznaczmy przez  $C$  t. zw. pojemność kondensatora  $P_1P_2$  i przypuśćmy, że znamy jej wartość. Wówczas możemy obliczyć naboje elektryczne, znajdujące się na okładce  $P_1$ , w czasach  $t_1$  i  $t_2$ . Potencjałowi  $V_1$  odpowiada nabój  $C \cdot V_1$ , zaś potencjałowi  $V_2$  nabój  $C \cdot V_2$ . Znajdujemy dalej, że w czasie  $t_2 - t_1$  okładka straciła nabój  $C(V_1 - V_2)$ . Na jednostkę czasu przypada strata naboju równa  $\frac{C(V_1 - V_2)}{t_2 - t_1}$ ; powyższy stosunek straty naboju do czasu, w którym ona nastąpiła, jest natężeniem elektrycznego prądu, jaki płynął przez warstwę powietrza, wypełniającą przestrzeń pomiędzy okładkami kondensatora.



Prąd wywołany w gazie może ciało metaliczne nie tylko rozbrajać lecz również ładować. Przypuśćmy np., że płyta  $P_1$  (ryc. 1) nie jest naelektryzowana i że płyta  $P_2$  jest połączona np. z dodatnim biegunem baterji, której drugi biegun jest połączony z ziemią. Umieściwszy na płycie  $P_2$  preparat promieniotwórczy, sprawimy, że dodatni ładunek płyty  $P_2$  będzie spływał poprzez powietrze do płyty  $P_1$ , wskutek czego rozchylenie listków elektroskopu będzie się zwiększało. Mierzac szybkość, z jaką zwiększa się potencjał płyty  $P_1$ , zmierzemy natężenie prądu w gazie zjonizowanym.

We wszystkich pomiarach natężenia możemy posługiwać się elektrometrami różnego rodzaju: dwulistkowym, jednolistkowym, nitkowym, kwadrantowym i t. p.

Prąd elektryczny w gazach można wywołać nie tylko działaniem promieni wysyłanych przez ciała promieniotwórcze, lecz również działaniem innych czynników jonizujących, np. działa-



Ryc. 2.

niem promieni Röntgena, promieni ultrafioletowych i t. p. Badania prądu w gazach w najrozmaitszych warunkach okazały, że natężenie tego prądu zależy od następujących czynników: 1) Od natężenia promieniowania, które wzbudza prąd elektryczny, przy czem natężenie prądu jest zawsze proporcjonalne do natężenia promieniowania. 2) Od wysokości potencjału płyty  $P_1$  (ryc. 1), przy czem wyższym potencjałom odpowiada większe natężenie prądu; jeżeli jednak potencjał osiągnie wartość dostatecznie wysoką, wówczas dalsze jego zwiększanie pozostaje już bez wpływu na natężenie prądu. Wówczas prąd nazywa się nasyconym. Ryc. 2 daje wyobrażenie o zależności natężenia prądu od napięcia czyli różnicy potencjałów na płytach kondensatora. 3) Natężenie prądu zależy wreszcie od odległości płyt  $P_1$  i  $P_2$ ; jeżeli

prąd jest nasycony, wtedy zwiększenie odległości płyt pociąga za sobą zwiększenie natężenia prądu.

Wiadomo, że w przypadku metali i elektrolitów stosuje się prawo Ohma, według którego natężenie prądu jest zawsze proporcjonalne do różnicy potencjałów. Z powyżej opisanych własności prądu w gazach wynika, że w gazach prawo Ohma nie stosuje się.

Ponieważ własności prądu nasyconego są prostsze aniżeli nienasyconego, staramy się w badaniach nad promieniotwórczością, żeby prąd był nasycony; wykonywamy zatem pomiary przy wysokich wartościach potencjału (200 woltów lub wyżej).

W wielu przypadkach nie chodzi wcale o to, żeby zmierzyć bezwzględną wartość natężenia prądu, wywołanego działaniem ciał promieniotwórczych: wystarczają pomiary względne, określające np., ile razy prąd w pewnych warunkach doświadczenia jest większy albo mniejszy aniżeli w innych. Wówczas mierzymy po prostu, ile razy szybkość opadania listków (spowodowana przez prąd nasycony) w jednym przypadku jest większa lub mniejsza od szybkości w innym, normalnym.

Prąd elektryczny w gazach zarówno jak w elektrolitach polega na ruchu jonów; jednakowoż elektrolity zawierają zazwyczaj bardzo dużą liczbę jonów, których prędkość wskutek dużych oporów jest mała. Natomiast w gazach można wytworzyć tylko nieznaczną liczbę jonów, które pod działaniem sił zewnętrznych osiągają znacznie większe prędkości. Czynnikiem zewnętrznym, zwany czynnikiem jonizującym (promienie Röntgena, ciała promieniotwórcze i t. p.), wytwarza w jednostce czasu pewną liczbę jonów proporcjonalną do natężenia promieni; jony już wytworzone łączą się z sobą częściowo wskutek spotkań. W stanie równowagi liczba jonów, wytwarzanych w jednostce czasu przez czynnik jonizujący, równa się liczbie jonów, które zubożniają się wskutek spotkań.

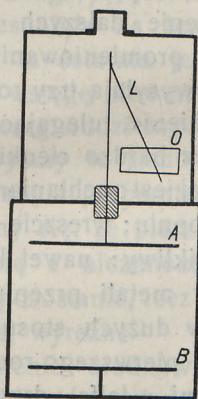
Jeżeli na gaz zjonizowany działa pole elektryczne (por. ryc. 1), wówczas jony dodatnie wędrują ku płycie ujemnej, jony ujemne — ku płycie dodatniej. Gdy jony dochodzą do płyt, oddają im swe naboje elektryczne i zamieniają się na cząstki obojętne. Prąd zmniejsza zatem liczbę jonów. Jeżeli wskutek zwiększenia potencjału jony osiągną tak wielką prędkość, że prąd zużyje w jednostce czasu wszystkie jony, jakie w tym samym czasie wytwarza czynnik jonizujący, wówczas dalsze zwiększanie potencjału

nie sprawi już zwiększenia natężenia prądu: prąd jest wówczas nasycony.

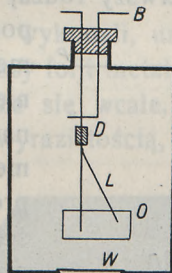
Pomiary nabożów elektrycznych, jakie posiadają jony gazowe, okazały, że naboże te są zawsze całkowitami wielokrotnościami t. zw. elementarnego naboju (por. § 4).

W pomiarach prądu wzbudzonego działaniem ciał promieniotwórczych stałych posługujemy się najczęściej przyrządami, które wyobrażają schematycznie ryc. 3 i ryc. 4.

Przyrządy te są zaopatrzone elektroskopami jednolístkowymi: odchylenie listka  $L$  odczytujemy zazwyczaj przy pomocy



Ryc. 3.



Ryc. 4.

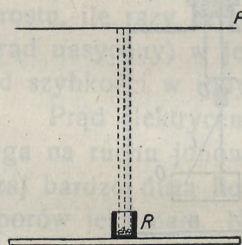
mikroskopu przez okienko  $O$ , umieszczone w metalicznej osłonie elektroskopu. Elektroskopom udzielamy ładunków elektrycznych przez zetknięcie z ciałami naelektryzowanymi wprost, lub za pośrednictwem drutu  $BD$ . Przyrząd, wyobrażony na ryc. 3, znajduje zastosowanie w tych przypadkach, gdy ciało promieniotwórcze, umieszczone na dolnej płycie  $B$  kondensatora, działa wprost na warstwę powietrza, znajdującą się między okładkami. Natomiast przyrządu, jaki wyobraża ryc. 4, używa się wówczas, gdy ciało promieniotwórcze działa przez blaszkę lub też folię  $W$ .

### § 3. Promieniowanie wysyłane przez ciała promieniotwórcze.

Promieniowanie, wysyłane przez ciała promieniotwórcze, w rzadkich tylko przypadkach jest jednolite: niekiedy składa się z trzech, niekiedy z dwu różnych rodzaj promieniowania. Ana-

lizej promieni można dokonać albo przez zbadanie ich absorbcji, czyli pochłaniania w zwykłej materji, albo przez określenie wpływu, jakiemu promienie ulegają w polu magnetycznym i elektrycznym.

Badanie absorbcji promieni odbywa się w następujący sposób. Zmierzymy za pomocą przyrządu, jaki wyobraża ryc. 3, natężenie prądu wzbudzonego np. przez uran albo przez preparat radowy (umieszczony na płycie *B*). Następnie przystońmy preparat promieniotwórczy najprzód jednym, potem dwoma, trzema i t. d. arkuszami np. cienkiej folji aluminiowej. Przekonamy się, że jedna warstwa osłabia promieniowanie bardzo znacznie, następna znacznie mniej; wreszcie, gdy preparat jest już osłonięty kilkoma warstwami, znajdziemy, że wprowadzenie dalszych już tylko w małym stopniu wpływa na natężenie promieniowania. Wyprowadzamy stąd wniosek, że rad i uran wysyłają trzy rodzaje promieni. Pierwszy rodzaj stanowią promienie, ulegające silnemu

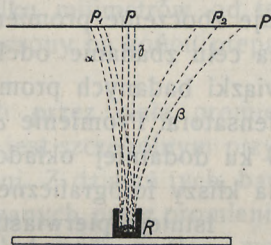


Ryc. 5.

pochłanianiu przez bardzo cienkie warstwy metali; drugi rodzaj jest pochłaniany w znacznie mniejszym stopniu; wreszcie trzeci jest nadzwyczaj przenikliwy: nawet kilkunastometrowe warstwy metali przepuszczają to promieniowanie w dużych stosunkowo ilościach. Promienie pierwszego rodzaju nazywamy promieniami  $\alpha$  (alfa), drugiego promieniami  $\beta$  (beta), wreszcie trzeciego promieniami  $\gamma$  (gamma).

Żeby bliżej określić własności tych promieni, zastosowano metodę, która była opracowana jeszcze przed odkryciem ciał promieniotwórczych, celem zbadania dobrze znanego zjawiska promieni katodowych. Metoda ta polega na poddaniu promieni działaniu pól elektrycznego i magnetycznego. Wyobraźmy sobie np., że naczynie *R* (ryc. 5) z grubej ołowianej blachy zawiera odrobinę radu. Wszystkie trzy rodzaje promieni wychodzą z naczynka do góry, tworząc wiązkę, zbliżoną do wiązki równoległej. Promienie te uderzają o kliszę fotograficzną *P* (można również posłużyć się ekranem fluoryzującym zamiast kliszy), ustawioną w odległości kilku centymetrów od preparatu radu w powietrzu lub lepiej w próżni. Po ekspozycji krótszej lub dłuższej, co zależy od siły preparatu *R*, wywołujemy kliszę znanymi sposobami. Przekonamy się, że na kliszy utworzyła się plamka w miejscu, które było wystawione na działanie promieni.

Powtórzmy powyższe doświadczenie, umieściwszy naczynko  $R$  w polu magnetycznym, pomiędzy biegunami silnego elektromagnesu. Przypuśćmy np., że biegun północny tego magnesu znajduje się przed, a południowy za płaszczyzną rysunku. Linje magnetyczne pola biegną zatem prostopadle do płaszczyzny rysunku, od patrzącego ku tej płaszczyźnie. Po wywołaniu kliszy znajdziemy, zamiast jednej, trzy plamki. Jedna, środkowa  $p$  (ryc. 6), tworzy się, podobnie jak w pierwszym doświadczeniu, wprost naprzeciwko preparatu  $R$ ; druga,  $p_1$ , jest względem środkowej przesunięta na lewo; trzecia,  $p_2$ , na prawo; ta ostatnia jest rozciągnięta w szeroką wstęgę albo nawet bywa rozbita na szereg oddzielnych części.

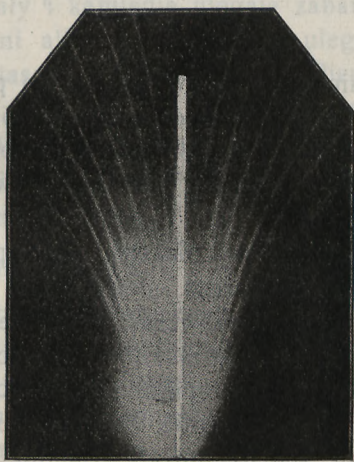


Ryc. 6.

Gdybyśmy to samo doświadczenie wykonali, umieściwszy między kliszą a preparatem  $R$  kilka arkuszy folii metalowej, przekonalibyśmy się, że plamka  $p_1$  nie ukaże się wcale, plamka  $p$  rozwinie się z niezmienną bezzmąłą wyrazistością, natomiast plamka  $p_2$  pozostanie, lecz będzie nieco mniej wyraźna.

Promienie środkowe, nie odchylone wcale działaniem magnesu, są zatem najbardziej przenikliwe; wnosimy stąd, że promienie te są promieniami  $\gamma$ . Promienie odchylone w lewo, najsilniej pochłaniane, są promieniami  $\alpha$ , wreszcie odchylone w prawo promieniami  $\beta$ .

W niektórych doświadczeniach nad wpływem pola magnetycznego na kierunek promieni ustawiamy kliszę fotograficzną, nie prostopadle, lecz skośnie względem pierwotnego kierunku promieni. Na ryc. 7 widać kopję zdjęcia, które otrzymano zapomocą takiej metody; preparat promieniotwórczy, użyty w tem doświadczeniu, wysyła promienie  $\gamma$  (nieodchylone), tudzież kilka rodzaj promieni  $\beta$ ; każdy rodzaj zostaje inaczej odchylony przez



Ryc. 7.

pole magnetyczne, każdy zakreśla w polu łuk kołowy o innym promieniu. Podczas doświadczenia zmieniono w pewnym momencie kierunek pola magnetycznego. Wskutek tego promienie nakreśliły swe drogi zarówno na prawo jak i na lewo względem pierwotnego kierunku.

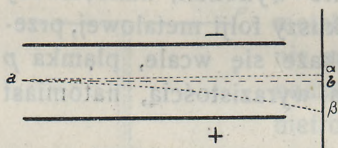
Nietylko pole magnetyczne, lecz również elektryczne wywołuje zбочenie promieni  $\alpha$  i  $\beta$ . W doświadczeniach, które mają na celu zbadanie odchylenia w polu elektrycznym, wpuszczamy wiązki badanych promieni pomiędzy okładki  $A, B$  (ryc. 8) kondensatora. Promienie  $\alpha$  odchylają się ku ujemnej, zaś promienie  $\beta$  ku dodatniej okładce. Wielkość odchylenia można zmierzyć na kliszy fotograficznej.

Istnieją pierwiastki promieniotwórcze, które wysyłają tylko jeden rodzaj promieniowania, jeżeli zostaną odosobnione od przymieszek promieniotwórczych, które im zazwyczaj towarzyszą. Do takich należy uran, który wysyła jedynie promienie  $\alpha$ , mezotor (I), który wysyła jedynie promienie  $\beta$  i t. p. Zazwyczaj promieniom  $\alpha$  i  $\beta$  towarzyszą promienie  $\gamma$ . Natomiast nie znamy pierwiastka promieniotwórczego, którego promieniowanie ograniczałoby się wyłącznie do promieniowania  $\gamma$ .

Promienie  $\alpha, \beta$  i  $\gamma$  różnią się znacznie w swych działaniach. Tak np. zdolność jonizacyjna promieni  $\alpha$  wysyłanych przez preparat radowy jest większa aniżeli zdolność jonizacyjna promieni beta i gamma razem wziętych. Jeżeli preparat radowy przysłonimy blaszką, która pochłania całkowicie promienie alfa, a przepuszcza niemal bez zmiany natężenia promienie beta i gamma, wówczas natężenie prądu elektrycznego, wzbudzonego w powietrzu wskutek jonizacji, zmniejsza się do  $1/100$  tego, jakie wzbudzał preparat nieprzysłonięty.

Przeciwnie, działanie fotograficzne promieni alfa jest znacznie słabsze aniżeli działanie promieni beta i gamma.

Również zdolność wzbudzania fluorescencji różnych ciał nie jest jednakowa we wszystkich rodzajach promieni. Np. platinocyjanek baru, znany z zastosowań w dziedzinie promieni Röntgena, fluoryzuje silnie pod wpływem promieni beta i gamma, natomiast znacznie słabiej pod wpływem promieni alfa. Natomiast siarczki cynku, zwany blendą Sidota, wystawiony na dzia-



Ryc. 8.

łanie promieni alfa, daje silną fluorescencję, okazując t. zw. scyntylacje. Znaczy to, że niecała powierzchnia siarczku świeci równomiernie: świecenie pojawia się na krótko tylko w niektórych jej punktach, które się nieustannie zmieniają. Piękne zjawisko scyntylacji można oglądać w t. zw. spintaryskopie Crookesa (lupa, przez którą patrzymy na skrawek powierzchni, pokrytej siarczkiem cynku; w odległości kilku milimetrów od tej powierzchni umieszczony jest drut, powleczonej na końcu preparatem radowym).

Działanie różnych rodzaj wysyłanych przez ciała promieniotwórcze promieni na płytę fotograficzną jest szczególnym przypadkiem działań chemicznych tych promieni. Z działań tych, bardzo naogół podobnych do działań wywoływanych przez promienie świetlne, wymienimy następujące: 1) rozkład wody na tlen i wodór; rozkładowi temu towarzyszy zazwyczaj utlenianie wody, wskutek czego w mieszaninie wytworzonych z wody gazów przeważa wodór; 2) tworzenie się ozonu z powietrza (w pobliżu silnych preparatów radowych ozon zdradza swą obecność zapachem); 3) rozkład chlorowodoru, tudzież reakcja odwrotna: synteza chlorowodoru z chloru i wodoru i t. d.

Szkło, tudzież niektóre kryształy i kamienie ulegają zabarwieniu na skutek działania promieni alfa (szkło sodowe ulega zabarwieniu na fioletowo, szkło potasowe — na brunatno). Pierścienie pleochroiczne (por. § 22), które otaczają okruszyny ciał promieniotwórczych, zamkniętych niekiedy wewnątrz kryształów, posiadają takie samo zabarwienie, jakie można wywołać w tych kryształach działaniem promieni  $\alpha$  z zewnątrz.

#### § 4. Własności promieni $\alpha$ i $\beta$ .

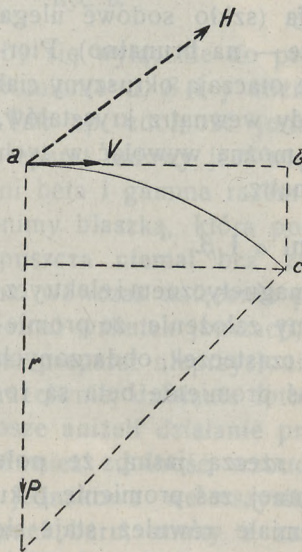
Zachowanie się promieni  $\alpha$  i  $\beta$  w polu magnetycznym i elektrycznym staje się zrozumiałe, skoro uczynimy założenie, że promienie  $\alpha$  są rojem poruszających się szybko cząsteczek, obdarzonych elektrycznymi ładunkami dodatnimi, zaś promienie beta są rojem cząstek naelektryzowanych ujemnie.

Na podstawie tego założenia jest rzeczą jasną, że pole elektryczne odchyła promienie  $\alpha$  ku ujemnej, zaś promienie  $\beta$  ku dodatniej okładce kondensatora. Zrozumiałe również staje się odchylenie magnetyczne, na skutek którego promienie zakreślają tory kołowe. Poruszające się bowiem cząstki są równoważne prądowi elektrycznemu; poprzeczne pole magnetyczne wywiera na

takie cząstki siłą skierowaną prostopadle do natężenia pola i do kierunku prędkości (t. zw. magnetoelektryczną siłą).

Co więcej, założenie, że promienie  $\alpha$  i  $\beta$  są cząstkami materialnymi, związanymi z ładunkami elektrycznymi, znajduje potwierdzenie w ważnym fakcie, że ciała wystawione na działanie promieni  $\alpha$  nabywają w odpowiednich warunkach ładunków dodatnich (por. § 6), pod wpływem zaś promieni  $\beta$  elektryzują się ujemnie.

Wiedząc, że promienie  $\alpha$  są cząstkami dodatnimi, zaś promienie  $\beta$  — cząstkami ujemnymi, możemy wpływ pól elektrycznego i magnetycznego poddać analizie rachunkowej. Oznaczmy w tym celu masę cząstki przez  $m$ , jej nabój elektryczny przez  $e$ , wreszcie prędkość ruchu przez  $v$ . Rachunek uczy, że odchylenie promieni od pierwotnego kierunku zależy od stosunku  $\frac{e}{m}$  naboju  $e$  cząstki do jej masy  $m$ , od prędkości  $v$ , tudzież od natężenia pola elektrycznego lub magnetycznego. Naodwrot, zmierzwszy odchylenie i natężenie pól, możemy obliczyć zarówno stosunek  $\frac{e}{m}$  jak prędkość  $v$ . Pomiaru odchylenia winny być dokonane w próżni, albowiem powietrze i inne ośrodki materialne wywierają znaczny wpływ na prędkość cząstek.



Ryc. 9.

W niektórych przypadkach dokonujemy pomiarów odchylenia elektrycznego i magnetycznego kolejno, w niektórych oba pola działają jednocześnie

1. Odchylenie w polu elektrycznym, o stałym natężeniu. Promienie  $\alpha$  lub  $\beta$  poruszają się początkowo w kierunku prostopadłym do kierunku natężenia pola (ryc. 8), którego wartość  $E$  określa, jak wiemy, stosunek różnicy potencjału na okładkach kondensatora do odległości okładek. Promienie przebiegają w polu długość  $l = ab$ . W tych warunkach ruch cząstek jest zupełnie podobny do ruchu ciała ciężkiego w polu siły ciężkości; przyspieszenie cząstki równa się  $\frac{Ee}{m}$ ; odchylenie  $y = \beta b$  od kierunku pierwotnego  $ab$  w czasie  $t = \frac{l}{v}$  wyraża równanie następujące:

$$y = \frac{1}{2} \frac{e}{mv^2} El^2 \dots \dots \dots 1)$$



2. Odchylenie w polu magnetycznym o natężeniu  $H$ . Kierunek ruchu cząstek jest prostopadły do kierunku natężenia pola (ryc. 9).

Nabój elektryczny  $e$ , poruszający się z prędkością  $v$ , jest równoważny prądowi elektrycznemu o natężeniu  $ev$ . Pole magnetyczne  $H$  wywiera na nabój siłę magneto-elektryczną  $P$ , która jest prostopadła zarówno do prędkości jak do natężenia pola. Wartość siły  $P$  równa się  $Hev$ . Pod działaniem tej siły cząstka zatacza łuk kołowy  $ac$ . Siła  $P$  jest siłą dośrodkową  $\frac{(mv^2)}{r}$  tego ruchu. A zatem:

$$\frac{mv^2}{r} = Hev, \text{ albo}$$

$$\frac{e}{mv} = \frac{1}{rH} \dots \dots \dots 2)$$

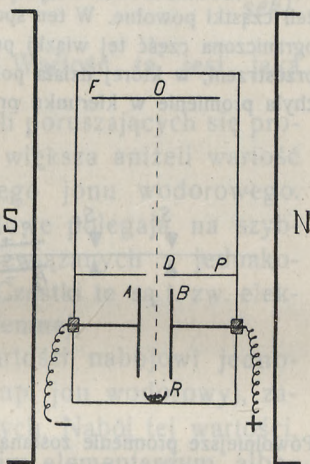
Ryc. 9 uczy, że pomiędzy odchyleniem  $z = bc$  na długości  $ab = l$  a promieniem  $r$  łuku  $ac$  zachodzi związek następujący:

$$r = \frac{z^2 + l^2}{2z}$$

Pomiar odchylenia jest sprowadzony do pomiarów  $l$  i  $r$ . W przypadku, gdy mamy do czynienia z cząstkami o jednej tylko prędkości, możemy wykonać pomiary odchylenia elektrycznego i magnetycznego kolejno. Przy pomocy równań 1) i 2) wyznaczamy dwie wielkości nieznanne, stosunek

$$\frac{e}{m} \text{ tudzież prędkość } v.$$

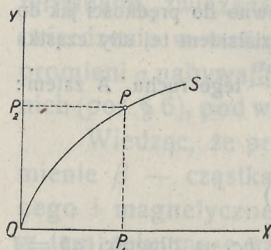
3. W wielu przypadkach badana wiązka promieni zawiera cząstki poruszające się z różnymi prędkościami; zarówno pole elektryczne jak i magnetyczne rozciąga taką wiązkę w szeroką smugę, albo ją rozбивa na kilka smug. Nie wiemy wówczas, które punkty tych smug należą do siebie, to znaczy do cząstek o tej samej prędkości. Żeby ominąć tę trudność, należy poddać badaną wiązkę promieni równoczesnemu działaniu równoległych pól, elektrycznego i magnetycznego. W badaniach tego rodzaju posługiwano się przyrządem, który wyobraża schematycznie ryc. 10. Pole magnetyczne, wytworzone przez bieguny  $N, S$  elektromagnesu jest równoległe do pola elektrycznego, które wytwarzają dwie płyty  $A, B$  kondensatora płaskiego. Bez działania pól wiązka promieni, wysłana np. przez odrobinę radu  $R$ , po przejściu przez otworek  $D$  w płycie metalowej  $P$  daje na kliszy fotograficznej  $F$  obraz w postaci małej plamki  $O$ . Działanie obu pól razem nadaje temu obrazowi kształt łukowato wygiętej cienkiej smugi  $OS$  (ryc. 11). Kierunek osi  $X$  na ryc. 11 jest kierunkiem odchylenia elektrycznego, kierunek zaś osi  $Y$  kierunkiem odchylenia magnetycznego. Punkt  $P$  obrazu jest wywołany działaniem cząstek, obdarzonych pewną określoną prędkością. Dla tych cząstek  $OP_1$  jest odchyleniem elektrycznym, natomiast  $OP_2$  — odchyleniem magnetycznym. Każdej prędkości odpowiada inny punkt smugi  $OS$ : cząsteczkom powolnym od



Ryc. 10.

powiadają punkty najdalsze, natomiast cząstkom o wielkiej prędkości punkty, które się znajdują w pobliżu punktu  $O$ .

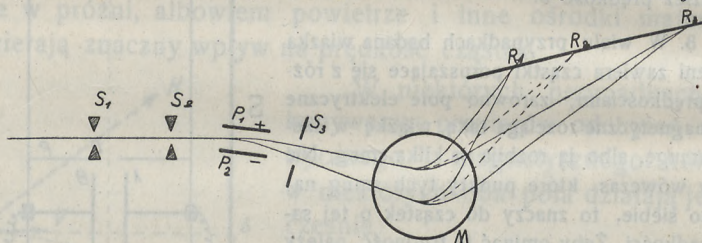
4. Zdarza się w niektórych przypadkach, że badana wiązka promieni utworzona jest przez cząstki o różnych masach, które poruszają się z różnymi prędkościami. Możemy w tych przypadkach postawić zadanie następujące: równoczesne działanie pól elektrycznego i magnetycznego ma być takie, żeby cząstki



Ryc. 11.

o jednakowym stosunku  $\frac{e}{m}$ , poruszające się z różnymi prędkościami, zostały odchyłone jednakowo; żeby zatem odchylenie zależało jedynie od stosunku  $\frac{e}{m}$ , a nie zależało od prędkości. Zadanie to zostało rozwiązane przez Astona w sposób schematycznie wyobrażony na ryc. 12.

Cząstki (dodatnio naelektryzowane) wchodzi do przyrządu przez dwie wąskie szczeliny  $S_1, S_2$ , następnie biegną pomiędzy okładkami  $P_1, P_2$  kondensatora, ustawionego skośnie do pierwotnego kierunku ruchu cząstek. Cząstki, które poruszają się prędzej, ulegną mniejszemu odchyleniu przez pole elektryczne, aniżeli cząstki powolne. W ten sposób wiązka promieni ulega rozszczepieniu. Pewna ograniczona część tej wiązki przechodzi dalej przez szczelinę  $S_3$  i wchodzi do przestrzeni, w której działa pole magnesu  $M$  skierowane w ten sposób, iż odchyła promienie w kierunku przeciwnym do kierunku odchylenia elektrycznego



Ryc. 12.

Powolniejsze promienie zostaną znowu odchyłone więcej, szybkie mniej. Można dobrać natężenie pola magnetycznego tak, żeby wszystkie cząstki, które posiadają jednakowy stosunek  $\frac{e}{m}$ , spotkały się w jednym punkcie  $R_1$ .

Punkty  $R_2, R_3, \dots$ , które odpowiadają cząstkom o innej wartości stosunku  $\frac{e}{m}$  tudzież punkt  $R_1$  leżą niemal dokładnie na jednej prostej. Jeżeli zatem w przyrządzie umieścimy kliszę fotograficzną tak, że jej płaszczyzna będzie zawierała ową prostą linię, wówczas pod działaniem cząstek o różnych stosunkach  $\frac{e}{m}$  otrzymamy na niej obraz, który nazywamy „widmem mas“. Obraz ten składa się z szeregu „linij“. Ażeby z położenia linii w takim widmie wyznaczyć stosunek  $\frac{e}{m}$  cząstek, które linie wywołują, kalibrujemy uprzednio przyrząd, wpusz-

czając do niego cząstki o znanym stosunku  $\frac{e}{m}$  (np. C, O, CH i t. d.). Wreszcie, jeżeli dla badanej cząstki znamy ładunek  $e$ , możemy również znaleźć jej masę. Przyrząd Astona nazywa się spektrografem do badania mas cząstek.

Rezultaty, do których doprowadziły pomiary odchyień, są następujące.

Cząstki  $\beta$  wysyłane przez ciała promieniotwórcze są obdarzone olbrzymimi prędkościami. Rad np. wysyła różnorakie cząstki beta; niektóre z pomiędzy nich posiadają w próżni prędkość równą 0.998 tej prędkości, z jaką porusza się światło (prędkość światła  $c = 300.000$  kilometrów na sekundę). Co do stosunku  $\frac{e}{m}$ , należy przedewszystkiem podkreślić, że jego wartość nie jest stała, lecz zależy od prędkości cząstek. Tylko te cząstki, które poruszają się stosunkowo powoli (z prędk. około  $100.000 \frac{km}{sek}$ ), okazują jednakową wartość stosunku  $\frac{e}{m}$ . Wartość ta jest taka

sama, jaką znaleziono w przypadku powoli poruszających się promieni katodowych, jest mianowicie 1845 większa aniżeli wartość stosunku naboju do masy elektrolitycznego jonu wodorowego.

Przypominamy, że promienie katodowe polegają na szybkim ruchu niezmiernie małych cząstek, związanych z jednakowymi nabojami elektryczności ujemnej. Cząstki te są t. zw. elektronami, czyli atomami elektryczności ujemnej.

Nabój elektronu, równy co do wartości naboju jednowartościowych jonów elektrolitycznych (np. jon wodorowy), zawiera  $4.77 \cdot 10^{-10}$  jednostek elektrostatycznych. Nabój tej wartości, niezależnie od znaku, nazywa się nabojem elementarnym, albowiem wszystkie elektryczne naboje, wytworzone w jakikolwiek bądź sposób, są jego całkowitemi wielokrotnościami.

Z faktu, że stosunek  $\frac{e}{m}$  powolnych cząstek beta, wysyłanych przez ciała promieniotwórcze, jest równy stosunkowi naboju do masy promieni katodowych, wnosimy, że cząstki beta są również, jak i promienie katodowe, rojem elektronów. Masa „spoczynkowa“ cząstki beta, również jak masa elektronu, jest 1845 razy mniejsza aniżeli masa jonu wodoru.

Wartość stosunku  $e/m$  odnosimy do tej wartości, jaką posiada jon wodorowy, z powodu, że jon wodoru z pośród wszystkich atomów jest obdarzony najmniejszą masą i że jest związany z elementarnym nabojem elektrycznym. Stosunek naboju do masy jonu wodorowego wyznaczyć można z wartości t. zw. stałej Faradaya: 96494 kulombów elektryczności wydziela w procesach elektrolitycznych jeden równoważnik chemiczny, wydziela np. zatem 1·0078 gr. wodoru. Oznaczmy masę jednego atomu wodoru przez  $m_H$ , liczbę zaś atomów, zawartą w 1·0078 gramach wodoru, przez  $N$ . Wówczas mamy:

$$\frac{e}{m_H} = \frac{Ne}{Nm_H} = \frac{96494 \text{ kulomb.}}{1\cdot0078 \text{ gr}} = 95750 \frac{\text{kulomb.}}{\text{gr}} = 9575 \frac{\text{jedn. elmg.}}{\text{gr}}$$

Z pomiarów odchyień wypada, że dla powolnych elektronów stosunek  $\frac{e}{m}$  równa się  $1\cdot766 \times 10^7 \frac{\text{jedn. elmg.}}{\text{gr}}$ . A zatem:

$$\frac{e}{m} : \frac{e}{m_H} = \frac{m_H}{m} = \frac{1\cdot766 \times 10^7}{9575} = 1845.$$

Ponieważ masa  $m_H$  jednego atomu wodoru równa się  $1\cdot663 \times 10^{-24} \text{ gr}$ , zatem na masę powolnego elektronu wypada wartość  $9\cdot015 \times 10^{-28} \text{ gr}$ . Jest to tak zwana „spoczynkowa“ masa elektronu. Oznaczamy ją zazwyczaj przez  $m_0$ .

Z pomiarów odchyień wynika w dalszym ciągu, że w miarę, jak prędkość elektronów (cząstek  $\beta$ ) zwiększa się, stosunek  $\frac{e}{m}$  zmniejsza się, a mianowicie według wzoru następującego:

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Ponieważ wartość naboju elektrycznego nie jest zależna od szybkości ruchu, wnosimy, że masa elektronu wzrasta wraz z szybkością; jest mianowicie:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Jest to słynny wzór, wyprowadzony przez Lorentza; następnie wyprowadził go Einstein, na podstawie teorii względności.

Pomiar stosunku naboju do masy cząstek, tworzących promienie alfa, doprowadził do wyników całkiem odmiennych:

stosunek  $\frac{e}{m}$  tych cząstek jest dwa razy mniejszy niż stosunek naboju do masy jonu wodorowego. Inaczej mówiąc, jeżeli nabój jonu wodorowego, czyli nabój elementarny, przyjmiemy za jednostkę naboju elektrycznych, a masę tego jonu za jednostkę mas, wówczas stosunek  $\frac{e}{m}$  cząstek alfa równa się  $\frac{1}{2}$ . Dopóki nie wiemy, z jakim nabojem połączona jest cząstka alfa, dopóty nie możemy również określić jej masy. Gdyby cząstka alfa posiadała jeden tylko nabój elementarny, wówczas jej masa byłaby dwa razy większa od masy jonu wodorowego; gdyby jednak nabój był dwukrotnie większy, wówczas masa równałaby się czterokrotnej wielokrotności masy jonu wodoru. Sama tylko metoda odchyień w polu magnetycznym i elektrycznym nie może rozstrzygnąć, która z tych dwu lub innych jeszcze możliwości zachodzi.

Prędkości, z jakimi poruszają się cząstki  $\alpha$ , są znacznie mniejsze aniżeli prędkości cząstek  $\beta$ : wahają się w granicach od 14000 do 20000 kilometrów na sekundę (około 0·05—0·07 prędkości światła), a to zależnie od rodzaju ciała promieniotwórczego, które je wysyła. Każdy pierwiastek promieniotwórczy, który wysyła  $\alpha$ -promieniowanie, wysyła cząstki  $\alpha$  jednego tylko rodzaju, o pewnej ściśle określonej prędkości.

### § 5. Promienie $\gamma$ .

Nie ulegające wpływom pola elektrycznego i magnetycznego promienie gamma zachowują się podobnie jak promienie świetlne albo promienie Röntgena, których biegu nie można również zmienić działaniem tych pól. Na podstawie tej analogji wnioskujemy, że promienie gamma polegają na rozchodzeniu się fal w próżni, że zatem promienie te są pewną odmianą fal świetlnych lub röntgenowskich.

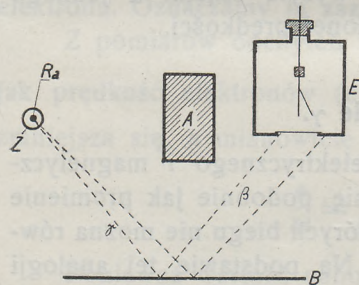
Wiadomo, że promienie Röntgena są znacznie bardziej przenikliwe aniżeli promienie świetlne lub ultrafioletowe i że posiadają długość fali krótszą od najkrótszych promieni ultrafioletowych. Ponieważ przenikliwość promieni gamma jest jeszcze większa aniżeli promieni röntgenowskich, wywnioskowano stąd już wkrótce po odkryciu ciał promieniotwórczych, że długość fali promieni gamma jest jeszcze krótsza aniżeli długość fali promieni

Röntgena. Wniosek ten został udowodniony ściśle dopiero później, kiedy zdołano okazać, że promienie  $\gamma$  ulegają interferencji, tudzież, że się uginają, podobnie jak światło i inne rodzaje fal.

W przypadku, gdy mamy do czynienia z promieniami  $\gamma$  o niezbyt krótkiej długości fali, można dokonać pomiaru długości fali zapomocą metody, którą zastosowano po raz pierwszy w przypadku promieni Röntgena. W metodzie tej przepuszczamy badaną wiązkę przez kryształ, albo ją od kryształów odbijamy. Siatka krystaliczna, zbudowana z regularnie ułożonych atomów, działa na wiązkę promieni  $\gamma$  w sposób analogiczny do sposobu, w jaki zwyczajna siatka dyfrakcyjna, stosowana w optyce, działa na wiązkę światła: z wiązki padającej na kryształ wytwarzają się wiązki ugięte: z wartości kątów ugięcia można określić długość fali, jeżeli znany jest odstęp atomów w siatce kryształu<sup>1)</sup>.

Najkrótsza długość fali promieni  $\gamma$ , jaką zdołano zmierzyć przy pomocy kryształów, równa się 0,028 jednostkom Angströma (jednostka ta równa się  $10^{-8}$  cm).

W przypadku, gdy fale posiadają jeszcze krótszą długość fali, nie można już stosować metody kryształów; wobec fal o tak krótkiej długości fali odstęp atomów w kryształach są już zbyt wielkie; fale przechodzą pomiędzy atomami bez wyraźnych efektów ugięcia. Należy wówczas posługiwać się innymi metodami pomiaru długości fali.



Ryc. 13.

Promienie  $\gamma$ , zarówno jak światło i promienie Röntgena, posiadają zdolność wzbudzania w ciałach, na które padają lub przez które przechodzą, tak zwanego wtórnego  $\beta$ -promieniowania: to znaczy, że promienie  $\gamma$  wywołają z ciał materialnych

elektrony, t. zw. wtórne cząsteczki  $\beta$ , o wielkich prędkościach. W przypadku promieniowania świetlnego zjawisko, o którym jest mowa, nosi nazwę efektu fotoelektrycznego.

Wtórne  $\beta$ -promieniowanie, jakie wzbudzają promienie gamma, można okazać i badać np. przy pomocy urządzenia, wyobrażonego schematycznie na ryc. 13.

<sup>1)</sup> Porówn. Natanson i Zakrzewski, Nauka Fizyki, tom III.



Odrobina radu  $Ra$ , lub innego źródła promieni  $\gamma$ , osłonięta jest rurką  $Z$  z grubej blachy. W elektroskopie  $E$ , który jest odgradzony od źródła promieni grubym blokiem  $A$  z ołowiu, dostrzegamy słaby prąd elektryczny, na skutek jonizacji powietrza wewnątrz elektroskopu. Jonizacja jest wzbudzona częściowo przez promienie  $\gamma$ , które wychodzą wprost ze źródła, częściowo zaś pochodzi od promieniowania wtórnego, wzbudzonego w bloku  $A$ , tudzież w ścianach elektroskopu. Jeżeli w dolnej części przyrządu ustawimy płytę  $B$  z ołowiu, aluminium i. t. p., zauważymy, że prąd w elektroskopie silnie wzrasta, a to na skutek działania wtórnych promieni  $\beta$ , wywiązanych w tej płycie. Natężenie wtórnego  $\beta$  promieniowania jest wielkie, gdy materiał, z którego jest utworzona płyta  $B$ , posiada dużą gęstość; natomiast natężenie jest małe, gdy płyta  $B$  jest np. drewniana albo aluminiowa.

Wtórne  $\beta$ -promieniowanie ulega odchyleniu w polu magnetycznym i elektrycznym. Przez pomiary tych odchylenia stwierdzono, że wtórne  $\beta$ -promieniowanie polega istotnie na ruchu elektronów, tudzież wyznaczono prędkości, z jakimi się rozchodzą różne jego rodzaje.

Pomiary szybkości  $\beta$ -promieniowania, wyzwolonego z różnych ciał działaniem fal o znanej długości fali (fal świetlnych, röntgenowskich lub gamma) okazały, że szybkość wtórnych  $\beta$ -cząsteczek nie zależy od natężenia fali, która je wyzwała, natomiast zależy od długości tej fali. Naodwrot można przez pomiar prędkości tych cząstek wyznaczyć długość wyzwalającej je fali. Tą drogą znaleziono np., że najkrótsza ze znanych dotąd długości fali promieni  $\gamma$  równa się 0.004 jednostek Angströma. Promienie o tej długości fali wysyła pierwiastek promieniotwórczy zwany radem  $C$ . Najkrótsze ze znanych fal röntgenowskich posiadają długość około  $13 \times 10^{-2}$  jednostek Angströma.

Zależność pomiędzy długością fali  $\lambda$  a prędkością  $v$  elektronów, wyzwolonych działaniem tej fali, wyraża wzór następujący (wzór Einsteina):

$$\frac{ch}{\lambda} = \frac{1}{2}mv^2 + L$$

W tym wzorze  $c$  oznacza prędkość promieniowania elektromagnetycznego w próżni,  $m$  masę elektronu;  $h$  jest stała powszechna Plancka ( $h = 6.55 \times 10^{-27} \text{ erg} \times \text{sek}$ ), wreszcie  $L$  oznacza pracę, jaką należy zużyć na oderwanie przez falę wtórnego elektronu od atomu. Równanie Einsteina wynika wprost z teorii kwantów energii: iloczyn  $h \frac{c}{\lambda}$  jest wartością kwantu czyli atomu energii w fali o długości  $\lambda$  (częstość  $\nu$  tej fali jest równa  $\frac{c}{\lambda}$ ). Kwant energii promienistej za-

mienia się, w procesie wyzwiania jednego elektronu wtórnego, w energię kinetyczną elektronu, tudzież wykonywa pracę  $L$ .

Praca  $L$  zależy od poziomu energetycznego, na którym elektron w atomie jest umieszczony (por. § 28). Z pomiarów długości fal linii w widmach röntgenowskich wartości energii w różnych poziomach atomu są wyznaczone. Posługując się temi wartościami, można przy pomocy wzoru Einsteina wyznaczyć długość fali promieni  $\gamma$  w następujący sposób.

Przypuśćmy, że promienie  $\gamma$  o nieznannej długości fali  $\lambda$  wyzwają z atomów pewnego pierwiastka wtórne  $\beta$ -promienie o prędkościach  $v_K, v_L, v_M \dots$  z poziomów  $K, L, M \dots$ , którym odpowiadają prace  $L_K, L_L, L_M \dots$ . Mamy zatem:

$$\frac{ch}{\lambda} = \frac{1}{2}mv_K^2 + L_K = \frac{1}{2}mv_L^2 + L_L = \frac{1}{2}mv_M^2 + L_M \dots$$

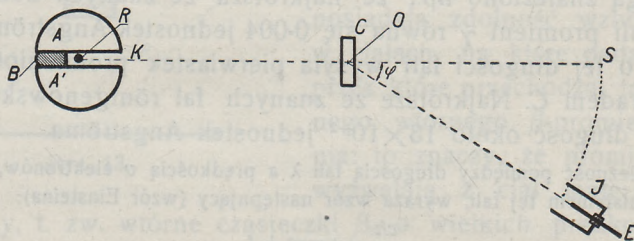
Dla różnicy energii kinetycznej dwu rodzaj wtórnych promieni wypadają zatem:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}mv_K^2 - \frac{1}{2}mv_L^2 &= L_L - L_K \\ \frac{1}{2}mv_K^2 - \frac{1}{2}mv_M^2 &= L_M - L_K \dots \end{aligned}$$

Jeżeli znajdziemy, że różnica energii kinetycznej dwóch badanych rodzaj wtórnych promieni równa się znanej z badań nad widmami röntgenowskimi różnicy prac, odpowiadających dwóm poziomom energetycznym, wówczas ustalamy, że jeden rodzaj promieni pochodzi z jednego a drugi z drugiego z tych poziomów. Jeżeli dodamy np. do energii kinetycznej  $\frac{1}{2}mv_K^2$  pracę  $L_K$ , wówczas przy pomocy wzoru Einsteina możemy wyznaczyć  $\lambda$ .

Każdy ośrodek materjalny, w którym rozchodzą się promienie  $\gamma$ , rozpraszają czyli rozrzucają na wszystkie strony; zjawisko to jest zupełnie analogiczne do rozpraszania promieni świetlnych przez ośrodki mętne (zakurzone powietrze, mleko i t. p.).

W badaniach rozpraszania promieni  $\gamma$  można posługiwać się urządzeniem wyobrażonym na ryc. 14.



Ryc. 14.

Silne źródło  $R$  promieni  $\gamma$  jest umieszczone wewnątrz kuli żelaznej, utworzonej z dwu półkul  $A, A'$ . Półkule te są wypełnione rtęcią. Promienie w postaci wąskiej równoległej wiązki wychodzą z kanałika  $K$ , wyżłobionego w półkulach; kanałik ten jest z jednej strony zamknięty ołowianą zatyczką  $B$ . Wiązka promieni pada na ciało  $C$ , którego rozpraszanie mamy zbadać.



Promienie, rozproszone pod kątem  $\varphi$  względem kierunku wiązki padającej, wchodzi do kamery jonizacyjnej  $J$ , umieszczonej daleko od środka  $O$  ciała rozpraszającego. Kamerę można obracać po obwodzie koła, którego środek stanowi punkt  $O$ . Wewnątrz kamery jest umieszczona doskonale izolowana elektroda  $E$ , połączona z czułym elektrometrem. Pod wpływem wiązki rozproszonej pod kątem  $\varphi$  powstaje w kamerze  $J$  prąd elektryczny, którego natężenie jest proporcjonalne do natężenia promieniowania w rozproszonej wiązce.

Zarówno wytwarzanie wtórnego  $\beta$ -promieniowania, jak również rozpraszanie, powoduje, że natężenie wiązki, która po wyjściu z ośrodka materialnego biegnie w przedłużeniu wiązki padającej, jest mniejsze, aniżeli natężenie wiązki padającej. Powiadaemy, że promieniowanie  $\gamma$  ulega absorpcji w ośrodkach materialnych. W badaniu absorpcji możemy posługiwać się przyrządem wyobrażonym na ryc. 14. Należy w tym celu ustawić kamerę jonizacyjną w kierunku  $KS$  wiązki padającej, tudzież zmierzyć natężenie przed i po umieszczeniu ciała  $C$  na drodze promieni.

Absorpcja promieni  $\gamma$  w ośrodkach materialnych jest na ogół słaba, inaczej mówiąc: promienie  $\gamma$  są bardzo przenikliwe; znacznie bardziej przenikliwe aniżeli np. promienie świetlne. Przypuśćmy np., że mamy do czynienia z promieniami  $\gamma$ , jakie wysyła substancja promieniotwórcza zwana radem  $C$ . Natężenie wiązki tych promieni zmniejsza się do połowy pierwotnej wartości dopiero po przejściu przez warstwę glinu o grubości 3 cm.

Przenikliwość promieni  $\gamma$  jest w pewnych granicach odwrotnie proporcjonalna do gęstości ośrodka; a zatem płyta aluminiowa, osłabiająca natężenie promieni  $\gamma$  do połowy, jest około 4 razy grubsza aniżeli płyta ołowiana o tejże własności, albowiem ołów jest około 4 razy gęstszy od aluminium.

Zależność przenikliwości jednorodnych promieni  $\gamma$  w różnych ośrodkach od długości fali jest dokładnie zbadana tak, iż naodwrot można, zmierzwszy przenikliwość w pewnym ośrodku, znaleźć długość fali.

Prawo, które określa absorpcję jednorodnej wiązki  $\gamma$ -promieniowania w ciałach materialnych, jest takie samo jak w przypadku fal świetlnych: natężenie promieniowania spada w postępie geometrycznym, jeżeli grubość absorbującej warstwy wzrasta w postępie arytmetycznym. Prawo to znajduje wyraz analityczny w następującym wzorze:

$$J = J_0 e^{-\mu x} \quad 1)$$

gdzie  $J_0$  oznacza natężenie wiązki, która wchodzi do warstwy o grubości  $x$ ,  $J$  jest natężeniem po przejściu przez warstwę,  $e$  oznacza podstawę logarytmów naturalnych,  $\mu$  jest stałą charakterystyczną, której wartość zależy od rodzaju ciała absorbującego, tudzież od długości fali. Stała ta nazywa się *spółczynnikiem absorbcji*. Jej wymiar jest  $cm^{-1}$ . Im większy jest współczynnik absorbcji, tem mniej przenikliwą jest fala.

Obliczmy przy pomocy wzoru 1) grubość  $d$  warstwy, która osłabia do połowy natężenie wiązki pierwotnej; kładąc w tym wzorze  $J/J_0 = \frac{1}{2}$ ,  $x = d$ , znajdujemy

$$d = \frac{0.693}{\mu} \dots \dots \quad 2)$$

Jeżeli zatem fala po przejściu przez warstwę glinu o grubości  $3\text{ cm}$  zostaje osłabiona do połowy pierwotnego natężenia, to znaczy, że współczynnik absorbcji glinu wobec tej fali równa się  $0.23\text{ cm}^{-1}$ .

Promieniowanie  $\gamma$ , które wysyłają różne pierwiastki promieniotwórcze, zazwyczaj nie jest jednolite; najczęściej bywa ono widmem, które składa się z fal o różnych długościach fali. Tak np. w widmie  $\gamma$ -promieniowania, które wysyła pierwiastek zwany radem  $B$ , zdołano wynaleźć dziesięć linii widmowych, z których każda posiada inną długość fali.

Do niedawna mniemano, że promieniowanie  $\gamma$  jest najprzenikliwsze ze wszystkich rodzaj promieniowania. Jednakowoż w r. 1914 zostało dokonane odkrycie, że w atmosferze ziemskiej rozchodzi się promieniowanie o jeszcze większej przenikliwości; zostało ono obdarzone nazwą promieniowania ultra- $\gamma$ , albo promieniowania kosmicznego.

Promieniowanie ultra- $\gamma$  można wykryć i badać w następujący sposób. Wyobraźmy sobie naczynie szczelnie zamknięte, zawierające we wnętrzu elektrometr, podobne do tego, jakie wyobraża ryc. 4. Naczynie to jest sporządzone z grubej blachy; w jednej jego ścianie osadzony jest mikroskop, przez który obserwujemy „wskazówkę“ elektrometru (listek, nitkę i. t. p.). Połączywszy naczynie z ziemią i udzieliwszy elektrometrowi ładunku, obserwujemy przez dłuższy odstęp czasu wychylenie wskazówki. Przekonamy się, że elektrometr traci bardzo powoli ładunek, to znaczy, że powietrze we wnętrzu naczynia jest w pewnym stopniu zjonizowane. Na jonizację składa się kilka czynników: 1) ewentualna domieszka ciał promieniotwórczych do materiałów, z których przyrząd jest zbudowany, 2) promieniowanie  $\gamma$ , które przenika z zewnątrz przez ściany naczynia; źródłem tego promieniowania są ciała promieniotwórcze, które w bardzo małych ilościach znajdują się w powietrzu i w zwykłych warstwach sko-

rupy ziemskiej (por. § 22). Jednakowoż czynniki powyżej wymienione nie wystarczają do wywołania jonizacji w tym stopniu, w jakim ona występuje. Należy ją zatem w pewnej mierze przypisać promieniowaniu nowego rodzaju, które rozchodzi się w atmosferze i przenika przez ściany, nawet grube, przyrządu.

Natężenie promieniowania w ten sposób wykrytego, oceniane według stopnia jonizacji, jaki ono wywołuje, było mierzone w różnych warunkach. Przekonano się, że, w miarę wznoszenia się do góry ponad poziom morza, natężenie promieniowania silnie wzrasta.

Celem dokonania badań w wyższych poziomach, czyniono ekspedycje górskie i balonowe aż do wysokości około 9 kilometrów ponad poziom morza. Znany badacz amerykański Millikan budował aparaty, które rejestrowały automatycznie stopień jonizacji powietrza. Aparaty takie umieszczał w balonach pilotowych, które wznosiły się do wysokości 15 kilometrów.

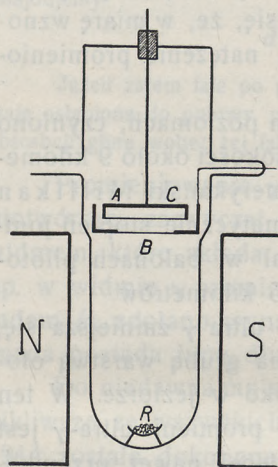
Natomiast natężenie promieniowania ultra- $\gamma$  zmniejsza się, jeżeli kamera jonizacyjna zostanie otoczona grubą warstwą ołowiu, albo jeżeli zostanie zanurzona głęboko w jeziorze. W ten sposób przekonano się, że przenikliwość promieni ultra- $\gamma$  jest znacznie większa od przenikliwości najwięcej nawet przenikliwych promieni  $\gamma$ ; nawet po przejściu przez warstwę ołowiu o grubości 30 cm. promieniowanie ultra- $\gamma$  sprawia jeszcze dostrzegalne skutki.

## § 6. Masa cząstek alfa, ich nabój i liczba.

Przystępujemy obecnie do opisu pomiarów, które prowadzą do wyznaczenia masy cząstek alfa. Wiemy, iż pomiary odchylenia cząstek w polu magnetycznym i elektrycznym dają stosunek naboju cząstki alfa do jej masy. Jeżeli zatem zdołamy znaleźć nabój jednej cząstki, będzie można wyznaczyć również jej masę. Żeby wyznaczyć nabój jednej cząstki, należy zmierzyć całkowity nabój elektryczny, który niosą ze sobą wszystkie cząstki alfa, wysyłane przez preparat, zawierający znaną masę ciała promieniotwórczego, tudzież znaleźć liczbę tych cząstek.

Celem pomiaru całkowitego naboju Rutherford wykonał następujące doświadczenie. Sól radowa, w postaci cienkiej warstwy, jest umieszczona w naczynku  $R$  (ryc. 15). Promienie, wysyłane przez rad, przechodzą przez bardzo cienką folię alumi-

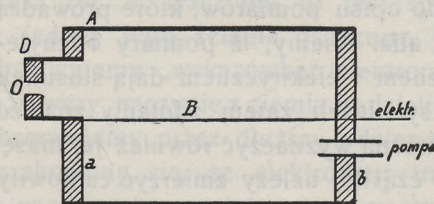
njową *B*, poczem uderzają o płytę *AC*, która jest połączona z elektrometrem. Urządzenie powyższe jest umieszczone w naczyniu, z którego usuwamy starannie powietrze, żeby pozbyć się elektrycznego przewodnictwa. Elektromagnes o biegunach *N*, *S* odchyła promienie beta tak, iż nie mogą one dostać się do płyty *AC*. Cząstki alfa, uderzając o płytę, oddają jej swe naboje. Elektrometr z nią połączony pozwala zmierzyć nabój, jaki zbiera się w ciągu jednej sekundy.



Ryc. 15.

Zapomocą powyższego przyrządu znaleziono, że cząstki alfa, wysłane w przeciągu 1 sekundy przez 1 gram radu (w przypadku, gdy preparat radowy nie był od dłuższego czasu poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym; o tym warunku będzie mowa w jednym z następnych paragrafów), niosą ze sobą nabój, równy 142 jednostkom elektrostatycznym.

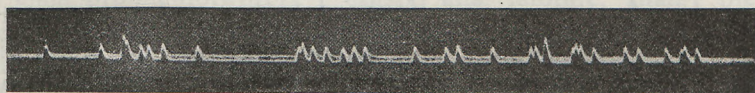
Metod, prowadzących do znalezienia liczby cząstek alfa, znamy kilka niezależnych od siebie. Jedną z nich posługuje się zjawiskiem scyntyllacji. Każda oddzielna scyntyllacja, czyli chwilowy błysk punktu na powierzchni, powleczonej siarczkiem cynku, jest wywołana przez uderzenie jednej cząstki alfa; liczymy zatem scyntyllacje w przeciągu określonego okresu czasu. Liczenie jest wykonalne tylko w przy-



Ryc. 16.

padku, gdy liczba scyntyllacji, np. w przeciągu 1-ej sekundy, w polu widzenia mikroskopu, którym się posługujemy przy obserwacji, jest nieznaczna. Żeby zatem ograniczyć liczbę cząstek, które dochodzą do ekranu, ustawiamy przed nim w pewnej odległości zasłonę, zaopatrzoną małym otworem. Znając odległość tej zasłony od preparatu i od ekranu, można z łatwością obliczyć, jaka część wszystkich cząstek, wysyłanych przez preparat, dochodzi do tej części ekranu, którą obserwujemy w mikroskopie.

Inna metoda liczenia cząstek alfa zasadza się na jonizującym ich działaniu. Tę metodę zastosował po raz pierwszy Rutherford, używając przyrządu, którego najważniejszą część wyobraża ryc. 16. Przez oś cylindrycznego metalicznego naczynia *A* przechodzi w tym przyrządzie drut *B*, utwierdzony w dobrze izolujących korkach *a*, *b*. Naczynie *A* jest naelektryzowane do wysokiego ujemnego napięcia około 1300 woltów, drut zaś *B* jest połączony z elektrometrem. Rurka *D*, zamknięta z przodu ścianką zaopatrzoną małym otworkiem *O*, który jest przystośnięty bardzo cienką blaszką z miki, łączy naczynie *A* z rurą (nieuwidoczną na rysunku) napełnioną rozrzedzonym gazem; wewnątrz tej rury, zdaleka od otworu *O*, umieszczony jest radioaktywny preparat, który wysyła cząstki  $\alpha$ . Połączenia elektryczne elektrometru są tego rodzaju, że, jeżeli elektrometr otrzyma ładunek elektryczny i wskazówka wychyli się, następuje natychmiastowy odpływ ładunku do ziemi, wskutek czego wskazówka wraca do pozycji ze-



Ryc. 17.

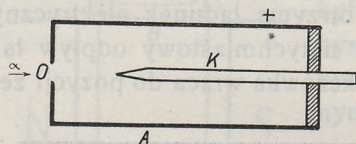
rowej. Zapomocą pompy wytwarzamy wewnątrz rury *A* ciśnienie od 2—4 *cm* rtęci.

Każda cząstka  $\alpha$ , wpadająca do wnętrza naczynia *A* przez otworek *O*, wytwarza pewną, naogół nieznaczną, liczbę jonów w powietrzu. Jony te poruszają się w silnym polu elektrycznym (ujemne jony biegną ku *B*) i rozpędzają się tak silnie, iż w spotkaniach z neutralnymi cząstkami powietrza wytwarzają nowe liczne jony. Każda cząstka  $\alpha$  wywołuje w ten sposób silny, ale krótkotrwały prąd, który powoduje znaczne wychylenie wskazówki elektrometru. Liczba wychyleń wskazówki daje liczbę cząstek  $\alpha$ , które wpadły do wnętrza naczynia *A*. Elektrometr można połączyć z przyrządem, który automatycznie rejestruje na ruchomej kliszy fotograficznej wychylenie jego wskazówki. W ten sposób każda cząstka  $\alpha$ , która wpada do kamery jonizacyjnej, zostaje, za pośrednictwem wskazówki elektrometru, zapisana na kliszy. Na ryc. 17 widzimy obraz kliszy, użytej w jednym z doświadczeń tego rodzaju. Niektóre wychylenia są dwa razy większe od innych;

one wskazują, że prąd elektryczny został wzbudzony nie przez jedną, lecz przez dwie naraz cząstki alfa.

W przyrządach nowszej konstrukcji kamera jonizacyjna bywa zazwyczaj budowana w odmienny sposób, wyobrażony schematycznie na ryc. 18.

Wewnątrz kamery *A*, naelektryzowanej dodatnio, umieszczony jest, zamiast drutu, ostry kolec *K* metalowy, odizolowany od ścianek kamery. Wiadomo, że taki kolec posiada zdolność rozbrajania przewodników, które znajdują się w jego sąsiedztwie. Jednakowoż można przez odpowiedni dobór ostrza tudzież wartości elektrycznego napięcia osiągnąć taki stan kamery, że rozbrojenie nie następuje, nawet mimo dużej różnicy potencjału między ścianą a ostrzem. Jeżeli jednak do wnętrza kamery wpadnie cząstka  $\alpha$  (również cząstka  $\beta$  albo impuls promieni Röntgena lub promieni  $\gamma$ ), powstaje na skutek jonizacji powietrza krótkotrwały prąd, poczem ostrze wraca napowrót do stanu pierwotnego. Prąd elektryczny można wzmocnić przy pomocy znanych dobrze w radjofonji wzmacniaczy.



Ryc. 18.

nie cząstka  $\alpha$  (również cząstka  $\beta$  albo impuls promieni Röntgena lub promieni  $\gamma$ ), powstaje na skutek jonizacji powietrza krótkotrwały prąd, poczem ostrze wraca napowrót do stanu pierwotnego.

Prąd elektryczny można wzmocnić przy pomocy znanych dobrze w radjofonji wzmacniaczy.

Doświadczenia powyższe posiadają tę wielką doniosłość, że występuje w nich oddzielnie działanie każdej poszczególnej cząstki alfa. Do niedawna nie znaliśmy zupełnie takich zjawisk, w których możnaby spostrzegać skutki, sprawione przez jedną cząstkę, albo przez jeden atom. Obserwacji podlegały efekty, pochodzące od współdziałania bardzo wielkiej liczby cząstek, czy atomów. Okoliczność powyższą przytaczano często jako zarzut przeciwko teorii atomistycznej. Odkrycie zjawisk promieniotwórczości, tudzież różnych działań, wywoływanych przez promienie wysyłane przez ciała promieniotwórcze, przyczyniło się w znacznym stopniu do osłabienia tego rodzaju zarzutów i do ugruntowania teorii atomistycznej.

Wszystkie metody liczenia cząstek alfa dają zgodny wynik: jeden gram radu, nie poddawanego przez dłuższy czas żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym, wysyła w przeciągu sekundy  $1488 \times 10^{10}$  cząstek alfa.

Dzieląc całkowity nabój, niesiony przez cząstki alfa, przez ich liczbę, znajdujemy nabój jednej cząstki alfa. Mamy:  $e = 142:1488 \cdot 10^{10} = 954 \cdot 10^{-10}$  jednostek elektrostatycznych.

Ponieważ nabój elementarny zawiera  $4.77 \cdot 10^{-10}$  jednostek elektrostatycznych, znajdujemy w dalszym ciągu, iż nabój jednej cząstki alfa składa się z dwóch naboii elementarnych. Wiedząc wreszcie, że stosunek  $\frac{e}{m}$  naboju elektrycznego do masy cząstki alfa jest dwa razy mniejszy aniżeli stosunek naboju do masy jonu wodorowego, wnosimy, że masa cząstki alfa jest w przybliżeniu 4 razy większa aniżeli masa jonu wodorowego. Powiadamy „w przybliżeniu“, ponieważ pomiar stosunku  $\frac{e}{m}$  jest obarczony znacznym błędem wskutek trudności doświadczeń nad magnetycznem i elektrycznem odchyleniem cząstek alfa.

### § 7. Związek pomiędzy cząstkami alfa i atomami helu.

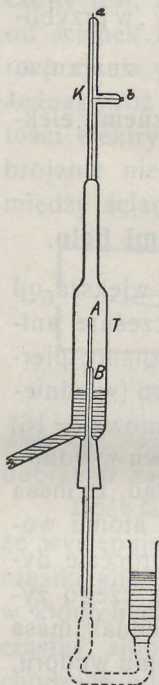
Cząstka, której masa jest w przybliżeniu 4 razy większa od masy jonu wodorowego, została odkryta znacznie wcześniej aniżeli ciała promieniotwórcze i cząstki alfa. Istotnie, znamy pierwiastek gazowy, jednoatomowy, którego masa atomowa (w odniesieniu do tlenu, dla którego przyjmujemy masę atomową = 16) jest równa 4. Ponieważ masa atomowa wodoru, znowu w odniesieniu do tlenu  $O = 16$ , równa się 1.0078, wynika stąd, że masa atomu helu jest 4 : 1.0078 razy większa aniżeli masa atomu wodoru. Jon wodorowy jest to atom wodoru, który w procesie dysocjacji elektrolitycznej traci jeden elektron, wskutek czego zyskuje jeden elementarny nabój dodatni. Ponieważ jednak masa elektronu jest bardzo mała w porównaniu z masą atomu wodoru, można przyjąć, iż masa jonu wodorowego równa się masie elektrycznie obojętnego atomu wodoru. Wynika stąd istotnie, że masa jednego atomu helu jest w przybliżeniu 4 razy większa aniżeli masa jonu wodoru.

Nasuwa się przypuszczenie, że masa cząstki alfa jest dokładnie równa masie atomu helu i że, pomiędzy temi dwiema cząstkami o równej masie zachodzi ścisły związek.

Ponieważ atom w zwykłym stanie jest pod względem elektrycznym neutralny, możnaby sądzić, że, jeżeli cząstka alfa połączy się z dwoma elektronami, które zobojętnią jej podwójny elementarny nabój dodatni, wówczas zamieni się w atom helu; albo naodwrot, jeżeli atom helu zjonizuje się przez stratę dwu elektronów, wówczas utworzy cząstkę alfa.

Słuszność tego przypuszczenia potwierdzili doświadczalnie Rutherford i Royds zapomocą przyrządu, którego najważniejszą część wyobraża ryc. 19.

Rurka szklana *A*, której ścianki posiadały grubość zaledwie 0.02 mm, otoczona jest szerszą rurką *T*, która przechodzi u góry w wąską kapilarę *K*. W kapilarę *K* są wlutowane dwie elektrody, zapomocą których można przepuszczać przez jej wnętrze wyładowania elektryczne, celem pobudzenia gazów do świecenia. Do wnętrza rurki *A* włączano wielkie ilości promieniotwórczego gazu (emanację radu, por. § 13), który wysyła cząstki  $\alpha$ . Te cząstki przechodzą przez ścianki rurki *A* i zostają zatrzymane przez rurkę *T*. Przez podniesienie poziomu rtęci *B* można wszystkie gazy, zawarte w wnętrzu rurki *T*, wtłoczyć do kapilary *K*.



Ryc. 19.

Jeżeli tę czynność uskuteczniemy bezpośrednio po zestawieniu aparatu, nie możemy skonstatować przy pomocy spektroskopu obecności helu w gazach, które znajdują się w kapilarze *K*. Natomiast, wykonawszy doświadczenie w dwa dni po zestawieniu aparatu, zauważymy, że w widmie gazów występuje żółta linja, charakterystyczna dla helu. Po upływie 6 dni pojawiają się prócz żółtej inne linje helowe. Widoczną jest zatem rzeczą, że hel zostaje wytworzony z cząstek alfa, które przechodzą przez ściankę rurki *A*. Ładunków, potrzebnych do zneutralizowania cząstek  $\alpha$ , dostarczyć mogą bądźto cząstki beta, bądź też elektrony, oderwane od cząstek powietrza albo szkła.

Ponieważ wszystkie cząstki alfa, które wysyłają różne pierwiastki promieniotwórcze, różnią się tylko prędkością, zresztą są identyczne, wszystkie w zetknięciu ze zwykłą materją zamieniają się w atomy helu. Wiemy, że 1 gram radu, który przez dłuższy czas nie był poddawany działaniom fizycznym ani chemicznym wysyła w przeciągu sekundy  $14.88 \cdot 10^{10}$  cząstek  $\alpha$ . Na rok (365.24 dni) przypada  $46.9 \cdot 10^{17}$  tych cząstek. Ponieważ każda cząstka  $\alpha$  zamienia się na atom helu, liczba powyższa oznacza również liczbę atomów helu, jaką 1 gram radu wydziela w przeciągu roku. Hel, jak każdy gaz niemal doskonały, posiada w 1  $cm^3$  w stanie normalnym (temperatura  $0^\circ C.$ , ciśnienie jedna



atmosfera)  $2 \cdot 704 \cdot 10^{19}$  cząstek (liczba Avogadry). Objętość normalna helu, wydzielona w przeciągu roku, przez jeden gram radu, winna zatem równać się  $46 \cdot 9 \cdot 10^{17} : 2 \cdot 704 \cdot 10^{19} = 0 \cdot 174 \text{ cm}^3 = 174 \text{ mm}^3$ . Taką objętość gazu można już mierzyć zwykłymi metodami wolumenometrycznymi. Pomiar objętości helu, który zostaje wydzielany przez rad, były wykonywane przez różnych fizyków. Boltwood i Rutherford użyli w tym celu soli radowej, zawierającej 192 mgr radu. Sól została zamknięta w naczyniu platynowym; po upływie 83 dni ogrzano ją do czerwoności, zebrano starannie wszystkie gazy, jakie wywiązują się podczas ogrzewania i zmierzono objętość helu w tych gazach zawartego.

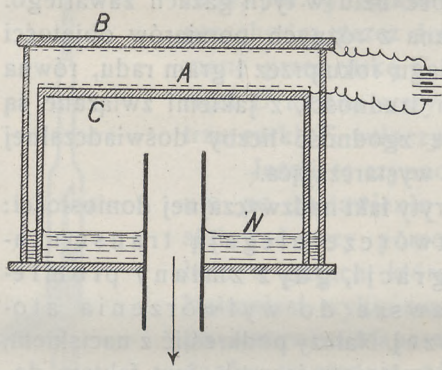
Średnia wartość, otrzymana z różnych pomiarów objętości helu, wywiązywanego w przeciągu roku przez 1 gram radu, równa się  $166 \text{ mm}^3$ . Wobec licznych trudności, z jakimi związane są te pomiary, należy uważać, że zgodność liczby doświadczalnej i znalezionej rachunkiem jest wystarczająca.

W ten sposób został odkryty fakt nadzwyczajnej doniosłości: pierwiastki promieniotwórcze ulegają transmutacji, albo raczej dezintegracji, gdyż zmiany promieniotwórcze prowadzą zawsze do wytworzenia atomów o strukturze prostszej. Należy podkreślić z naciskiem, że przemiana pierwiastków promieniotwórczych jest faktem doświadczalnym, niezależnym całkowicie od teorii, jakie można tworzyć o istocie procesów promieniotwórczych. Że np. z radu, z którego najstaranniej usunięto choćby ślady helu, wytworzy się po pewnym czasie ten pierwiastek gazowy, jest to fakt, który można z łatwością stwierdzić, jak to przed chwilą okazaliśmy. Mógłby się może nasunąć pogląd, iż fakt ten dowodzi, że rad nie jest pierwiastkiem, lecz związkiem chemicznym, zawierającym hel; związkiem, który znajduje się w stanie ciągłego rozkładu. Przypuszczenie takie nie wytrzymuje jednak krytyki. Uran, rad i inne ciała promieniotwórcze posiadają wszystkie cechy, jakie odróżniają pierwiastki od związków. W dodatku prawa zwykłych reakcyj chemicznych są inne, aniżeli te, które rządzą zmianami, zachodzącymi w ciałach promieniotwórczych. Nie znamy reakcyj chemicznych, których nie możnaby odwrócić. Tymczasem helu, który wydziela się z radu, nie można w żaden sposób wprowadzić napowrót w związek z resztą, która zostaje po jego wydzieleniu. Wszystkie czynniki, które wpływają czyto na kierunek, czy też na szybkość reakcyj chemicznych, np. temperatura

lub ciśnienie, pozostają bez najmniejszego wpływu na procesy radioaktywne. Procesów tych niepodobna w żaden sposób przyspieszyć albo opóźnić środkami, jakimi rozporządzamy dotychczas w naszych pracowniach.

### § 8. Metoda Wilsona badania promieni $\alpha$ , $\beta$ i $\gamma$ .

Angielski badacz C. T. R. Wilson opracował nadzwyczaj ważną metodę badania promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , tudzież promieni Röntgena, zapomocą której można wprost zobaczyć lub też utrwalić



Ryc. 20.

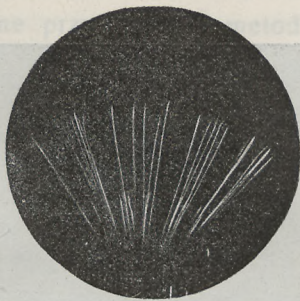
na kliszy fotograficznej tory, jakie te promienie zakreślają w ośrodkach gazowych. Metoda Wilsona jest oparta na następującej zasadzie. Wyobraźmy sobie obszar zamknięty, wypełniony powietrzem, które jest zmieszane z nasyconą parą wodną. Jeżeli powietrze zostanie poddane nagłemu, czyli adiabatycznemu rozprężeniu, wówczas para wodna zamienia się na parę przesyconą. Para taka skrapla się, o ile w powietrzu znajdują się odpowiednie zarodki, na których skraplająca się para osadza się w postaci kropelek wody. O ile takich zarodków (np. ziarenek pyłu) niema w powietrzu, para nie ulega skropleniu. Otóż przekonano się, że jony, wytwarzane w gazach przez najrozmaitsze czynniki jonizujące, stanowią zarodki, na których para może się skraplać. Jeżeli zatem w powietrzu wilgotnym w chwili ekspansji rozchodzą się promienie, które wytwarzają jonizację, wówczas kropelki wody osadzają się na jonach. Kropelki takie można silnie oświetlić, wówczas stają się one widoczne; można je fotografować zdjęciem momentalnym, bezpośrednio po rozprężeniu.

Rycina 20 wyobraża schemat przyrządu, zapomocą którego można wykonać doświadczenie Wilsona. Rozprężenia dokonywamy w płaskim naczyniu A o szklanych ściankach. Zbiornik C pływa w wodzie W, wzniesiony nieco do góry. Jeżeli wewnątrz zbiornika zostanie połączone zapomocą odpowiedniego wentyla

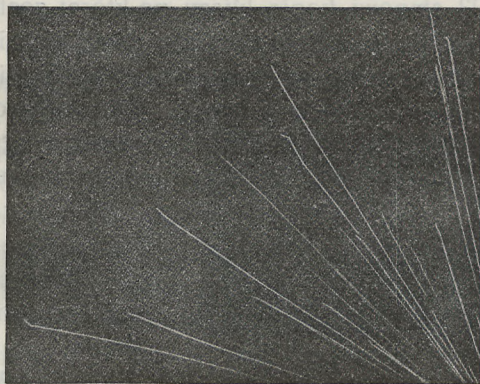
zbiornika zostanie połączone zapomocą odpowiedniego wentyla

z naczyniem, z którego wypompowano powietrze, wówczas zbiornik opada nagle nadół, przez co zwiększa się objętość powietrza zawartego w naczyniu *A*; w ten sposób wywołujemy rozprężenie

Wewnętrzna powierzchnia przykrywy szklanej *B*, tudzież zewnętrzna powierzchnia górnej ściany zbiornika *C*, są powleczone warstewkami przewodzącej elektryczność żelatyny. Warstewki te są połączone z biegunami baterji o sile elektromotorycznej około 40 woltów. W przestrzeni *A* działa zatem pole elektryczne; wszystkie jony, które znajdują się w powietrzu przed rozprężeniem, zostają usunięte działaniem tego pola; natomiast jony, wytworzone podczas rozprężenia, obciążone kropelkami wody, nie poddają się łatwo działaniu pola i pozostają na krótki przeciąg czasu w tych miejscach, w których zostały wytworzone. W przypadku, gdy jako czynnik jonizujący mają działać cząsteczki  $\alpha$  lub  $\beta$ , wprowadzamy do przyrządu na druciku odrobinę preparatu



Ryc. 21.



Ryc. 22.

promieniotwórczego. Promienie Röntgena lub promienie  $\gamma$  można natomiast wpuścić do przyrządu z zewnątrz. Oświetliwszy przyrząd przy pomocy silnego źródła światła ustawionego z boku, dokonywamy obserwacji, patrząc z góry. Możemy również posługiwać się aparatem fotograficznym.

Ryciny 21 i 22 stanowią kopje klisz, na których zostały utrwalone obrazy, wytworzone działaniem cząstek  $\alpha$ . Tory tych cząstek mają kształt jasnych i ciągłych smug świetlnych; nie widać na tych smugach oddzielnych kropelek wody osadzonej na jonach. Fakt ten staje się zrozumiały, skoro zważymy, że działanie jonizujące cząstek  $\alpha$  jest bardzo silne; cząstki te wytwarzają



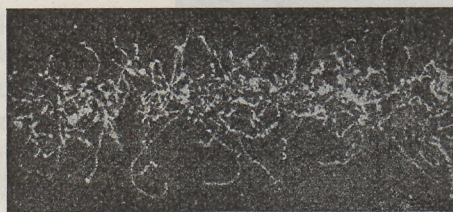
Ryc. 23.

bardzo wielką liczbę gęsto rozmieszczonych jonów; kropelki osadzone na jonach zlewają się w obrazie w jedną całość.

W przypadku, do którego odnosi się ryc. 21, preparat promieniotwórczy wysyłał cząstki  $\alpha$  w postaci niemal równoległej wiązki. Preparat ten był mieszaniną dwu pierwiastków, które wysyłają cząstki  $\alpha$  o dwu różnych prędkościach. Natomiast obraz, jaki widzimy na ryc. 22,

został wytworzony działaniem cząstek, które wysyłał preparat radu; wiązka promieni nie była w tym przypadku równoległa; tory różnych cząstek widać tutaj w perspektywicznych skrótach.

Rycina 23 stanowi kopję kliszy, na której zostały utrwalone tory cząstek  $\beta$ . Tory te są zaznaczone przez oddzielne kropelki wody, które nie łączą się w ciągłe smugi; albowiem działanie



Ryc. 24.

jonizujące cząstek  $\beta$  jest słabe, a gęstość wytworzonych jonów jest mała. Cząstki  $\beta$  zakreślają tory pozaginane.

Wreszcie na ryc. 24 widzimy obraz, jaki otrzymano, wpuściwszy do przyrządu Wilsona wąską wiązkę promieni Rönt-

gena, która biegła w kierunku poziomym. W przeciwieństwie do obrazów wytworzonych działaniem cząstek  $\alpha$  lub  $\beta$ , nie widać na tej rycinie prostych lub pozaginanych torów, które zbiegają się u źródła. Ślad wiązki promieni zaznacza się w postaci zawiętego splotu krótkich smug, których początki są rozsypane na całej długości i szerokości wiązki promieni, na dowód, że wiązka ta

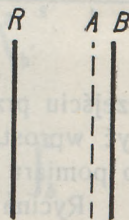
nie jonizuje powietrza wprost, lecz pośrednio: wiązka wyzwała z cząstek powietrza wtórne promienie  $\beta$ , a dopiero one jonizują powietrze. Tak samo zachowują się promienie  $\gamma$ .

### § 9 Zasięg promieni $\alpha$ .

Obrazy torów cząstek  $\alpha$ , otrzymane przy pomocy metody Wilsona, uczą nas, że: 1) tory wszystkich cząstek  $\alpha$  są w ciążach gazowych naogół prostolinjowe i urywają się w pewnych punktach nagle; 2) długości dróg wszystkich cząstek, wysłanych przez preparat promieniotwórczy z jednakową prędkością, są naogół jednakowe (ryc. 21). Tylko niektóre, bardzo nieliczne cząstki  $\alpha$  zakreślają tory pozakrzywiane, szczególnie na końcach. Pomijając narazie te nieliczne cząstki, które ulegają *rozproszeniu* przez ośrodek, powiadamy, że *zasięg* cząstek  $\alpha$  pewnego rodzaju jest ściśle określony. Np. w przypadku, do którego odnosi się ryc. 21, mamy do czynienia z dwoma rodzajami cząstek: pierwszy rodzaj posiada zasięg 4,8 cm, drugi 8,6 cm.

Pomiar zasięgu cząstek  $\alpha$  może być skutecznie wykonany różnymi metodami. Przypuśćmy np., że bardzo cienka warstwa ciała, które wysyła cząstki  $\alpha$ , jest osadzona na płaskiej płytce. Przysuńmy do tej warstwy, najprzód bardzo blisko, ekran pokryty blendą Sidota. Jak wiemy, wystąpią wtedy na ekranie scyntylacje, wzbudzone przez uderzenia cząstek  $\alpha$ . Odsuwajmy ekran coraz dalej od warstwy promieniotwórczej; przekonamy się, że w pewnej odległości od warstwy, równej zasięgowi cząstek  $\alpha$ , scyntylacje ustają.

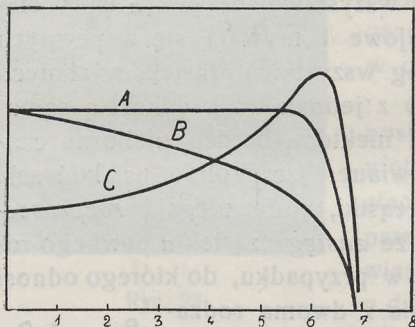
Pomiar jonizacji gazu, wzbudzonej działaniem cząstek  $\alpha$ , może również doprowadzić do określenia zasięgu tych cząstek. Do takich pomiarów można używać przyrządu, wyobrażonego na ryc. 25. Przed warstwą  $R$  ciała, które wysyła cząstki  $\alpha$ , ustawiamy kondensator  $AB$ . Jedna okładka  $A$  tego kondensatora jest sporządzona z siatki metalicznej; przez oczka tej siatki wchodzi cząstki  $\alpha$  i wzbudzają jonizację w wąskiej warstwie pomiędzy okładkami kondensatora. Jedna z okładek połączona jest z biegunem baterji, druga — z elektrometrem. Przedmiotem pomiaru jest natężenie prądu w zależności od odległości okładki  $A$  od warstwy  $R$ . Z takich pomiarów wynika, że stopień jonizacji, po-



Ryc. 25.

czątkowo słaby, wzrasta w miarę jak odległość  $RA$  się zwiększa. W pewnej odległości zostaje osiągnięte maximum jonizacji; po przekroczeniu maximum jonizacja szybko maleje i ginie całkowicie w odległości równej zasięgowi cząstek  $\alpha$ .

Jest rzeczą charakterystyczną, że zasięg cząstek  $\alpha$  wypada zawsze jednakowy, bez względu na to, czy mierzymy go zdolnością wzbudzenia przez cząstki  $\alpha$  fluorescencji, czy zdolnością



Ryc. 26.

jonizacji, czy też działaniem na kliszę fotograficzną. Wszystkie cząstki  $\alpha$  w warstwie o grubości równej zasięgowi zmniejszają swą prędkość w takim stopniu, że po opuszczeniu tej warstwy energja, jaką jeszcze posiadają, nie wystarcza już do wzbudzenia jonizacji, ani do wywołania fluorescencji.

Szybkość cząstek  $\alpha$ , po przejściu przez warstwę ośrodka o pewnej grubości, można zmierzyć wprost, wpuszczając te cząstki do przyrządu, który służy do pomiaru odchylenia w polu magnetycznym w próżni.

Rycina 26 zawiera trzy linje krzywe, które streszczają graficznie rezultaty pomiarów jonizacji (krzywa C), prędkości (krzywa B), tudzież liczby cząstek  $\alpha$  (krzywa A) w zależności od odległości od źródła promieni. Źródło (pierwiastek zwany radem C') wysyła cząstki  $\alpha$  o zasięgu 7 cm.

W powietrzu, w warunkach normalnych (ciśnienie 1 atmosfera, temperatura 0°C) zasięg promieni  $\alpha$  zależy od rodzaju pierwiastka, który te cząstki wysyła. W tablicy I podane są wartości zasięgu  $R$ , tudzież prędkości początkowe  $v$  cząstek  $\alpha$ , wysyłanych przez różne pierwiastki.

Tablica I.

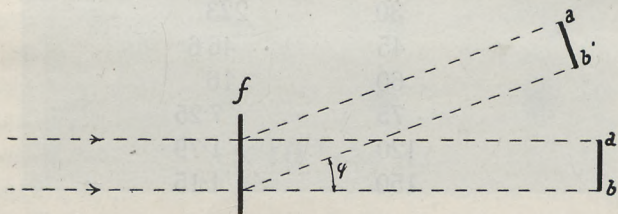
	$R = 2.53 \text{ cm}$	$10^{-9} \cdot v = 1.40 \text{ cm/sek.}$
Uran I		
tor	2.75	1.44
jonjum	3.03	1.48
rad	3.21	1.51
polon	3.72	1.59
emanacja radu	3.91	1.61

Na podstawie pomiarów, dokonanych przy różnych ciśnieniach i w różnych temperaturach, przekonano się, że zasięg w ośrodkach gazowych jest odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia i wprost proporcjonalny do temperatury. Z danych, jakie zawiera tablica, wynika, że zasięg znajduje się w ścisłym związku z prędkością cząstek  $\alpha$ : większym prędkościom odpowiadają większe zasięgi. Sprawdzone drogą empiryczną, że pomiędzy zasięgiem a prędkością cząstek  $\alpha$  zachodzi związek następujący:

$$v^3 = 1.076 \times 10^{27} R. \dots\dots 1)$$

W ciałach stałych i ciekłych zasięg promieni  $\alpha$  jest znacznie mniejszy aniżeli w gazach. Tak np. cząstki  $\alpha$ , wysyłane przez pierwiastek zwany radem C' posiadają w wodzie zasięg 60.0  $\mu$ , w aluminium 40.6  $\mu$  i t. d.

Jeżeli na drodze promieni  $\alpha$  w powietrzu ustawimy bardzo cienką warstewkę jakiegokolwiek ciała, wówczas zasięg promieni



Ryc. 27.

zmniejsza się w stopniu który zależy od grubości warstwy. Przypuśćmy, że zasięg równy  $R$ , przyjmuje, po wstawieniu warstewki ciała badanego, wartość  $r$ . Widoczną jest rzeczą, że warstwa powietrza o grubości  $R - r$  wywiera na promienie  $\alpha$  taki sam skutek jak warstwa badana. Z tego względu różnicę  $R - r$  nazywamy *równoważnikiem powietrznym* warstwy. Np. mika o grubości takiej, że 1  $cm^3$  jej powierzchni waży 1.5  $mgr$ , posiada równoważnik powietrzny 1  $cm$  (pod ciśnieniem 1 atm w 15°C).

Promienie  $\alpha$  ulegają, podobnie jak promienie  $\gamma$ , rozproszeniu przez ośrodki materialne. Wyobraźmy sobie, że wąska wiązka (rycina 27) równoległych promieni  $\alpha$  rozchodzi się w próżni. Próżnia nie rozprasza promieni. Jeżeli zatem ustawimy na drodze wiązki w próżni ekran fluoryzujący  $ab$ , będziemy mogli sprawdzić że liczba scyntylacyj. wzbudzonych na tym ekranie przez promienie  $\alpha$ , nie zależy od odległości ekranu od źródła

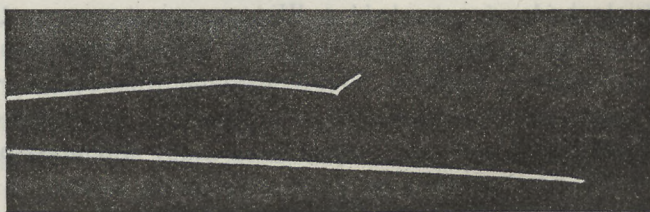
promieni. Natomiast wychylenie ekranu z poza obrębu wiązki sprawi ten skutek, że scyntyllacje znikną. Ustawmy jednak na drodze wiązki ciało materialne, np. cienką folię  $f$ , aluminową, złotą i t. p. Przekonamy się, że ta folia rozprasza promienie  $\alpha$ : wykręciwszy ekran w położenie  $a'b'$ , o kąt  $\varphi$  względem pierwotnego jego położenia, zobaczymy, że scyntyllacje pozostają, chociaż w liczbie zmniejszonej.

Liczba cząstek  $\alpha$  rozproszonych o kąt  $\varphi$  zależy od wartości tego kąta; w tablicy II mamy zestawione liczby  $L$  scyntyllacji, przypadających na ten sam zawsze przeciąg czasu, które są wzbudzone przez cząstki  $\alpha$  rozproszone pod różnymi kątami przez cienką folię srebrną.

Tablica II.

$\varphi$	$L$
15°	3445
22·5	690
30	223
45	46·6
60	16
75	7·25
120	1·79
150	1·15

Z powyższej tablicy widać, że liczba cząstek  $\alpha$  rozproszonych o mały kąt jest stosunkowo wielka; nieliczna liczba cząstek ulega rozproszeniu nawet o kąty większe aniżeli 90°. Tak silnie



Ryc. 28.

rozproszone cząstki wychodzą z folii z tej samej strony, z której na folię padają.

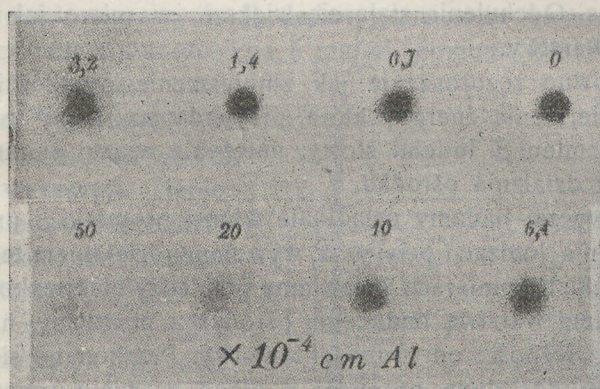
Pierwiastki o dużym ciężarze atomowym rozpraszają cząstki  $\alpha$  naogół silniej, aniżeli pierwiastki o małym ciężarze atomowym.



Jeżeli rozpraszająca folja jest bardzo cienka, wówczas liczba rozproszonych cząstek jest proporcjonalna do jej grubości, natomiast jest odwrotnie proporcjonalna do czwartej potęgi prędkości cząstek.

Ciała gazowe również rozpraszają cząstki  $\alpha$ , choć w stopniu znacznie słabszym aniżeli ciała stałe. Najbardziej naoczny obraz rozpraszania w gazach daje metoda Wilsona. W obrazach Wilsonowskich cząstki nierozproszone wytwarzają smugi proste. Natomiast smugi pozałamywane powstają na skutek rozproszenia.

Na ryc. 28 widać w powiększeniu, oprócz smugi niemal prostej, smugę załamana w dwu miejscach. Jednakowoż liczba



Ryc. 29.

takich pozałamywanych smug jest na kliszach Wilsonowskich bardzo mała w porównaniu do liczby smug prostych. Znaczny zatem procent cząstek  $\alpha$ , nie ulegając rozproszeniu, przebiega drogą prostolinijną, o długości równej zasięgowi.

### § 10. Rozpraszanie i absorbcja promieni $\beta$ .

Wilsonowskie obrazy torów cząstek  $\beta$  uczą, że rozpraszanie tych cząstek przez powietrze i inne gazy jest większe aniżeli rozpraszanie cząstek  $\alpha$ . Jeszcze większe rozpraszanie wywołują ciała stałe i ciekłe. Ryc. 29 uzmysławia rozpraszanie cząstek  $\beta$  przez folje aluminiowe o różnych grubościach. Rycina ta jest kopją kliszy fotograficznej, na którą rzucano wąskie snopy promieni  $\beta$ . Źródło tych promieni, tudzież klisza i folje były zamknięte w naczyniu, z którego wypompowano powietrze. Jeżeli

między źródłem promieni a kliszą nie znajduje się folja (grubość folji = 0), promienie wywołują na kliszy obraz wyraźny o ostro zarysowanych brzegach. Po przejściu przez folję promienie dają obraz zamazany i rozszerzony; jego kontury zacierają się tem więcej, im grubsza jest folja. Folja o grubości 0,005 *cm* rozprasza promienie w stopniu tak silnym, że obraz już prawie całkiem się nie wytwarza.

Ośrodki materialne wywołują prócz rozpraszania również zmniejszanie prędkości cząstek  $\beta$ . Można się o tem przekonać przez pomiar odchylenia magnetycznego cząstek w przyrządzie, do którego cząstki  $\beta$  wchodzi po przejściu przez warstwę badanego ciała. Odchylenia stają się większe, w miarę jak wzrasta grubość warstwy.

Zarówno rozproszenie jak zmniejszenie prędkości powoduje zmniejszenie energii, która przypada na 1 *cm*<sup>2</sup> przekroju wiązki promieni  $\beta$ . Innymi słowy, natężenie wiązki zmniejsza się na skutek działania ośrodka.

Zazwyczaj badamy osłabienie wiązki promieni  $\beta$  przez pomiar stopnia jonizacji powietrza, wywołanej działaniem tej wiązki.

W takich pomiarach wstawiamy pomiędzy elektroskop a źródło promieni warstwę badanego ośrodka i mierzymy natężenie prądu w zależności od grubości warstwy. Przekonano się w ten sposób, że absorbcja promieni  $\beta$  ulega w wielu przypadkach podobnemu prawu jak absorbcja promieni  $\gamma$  (por. § 5): natężenie wiązki zmniejsza się według prawa postępu geometrycznego, gdy grubość warstwy wzrasta w progresji arytmetycznej. W tych przypadkach absorbcję określa jeden tylko współczynnik absorbcji. Niekiedy jednak wiązka zachowuje się tak jak mieszanina promieni o różnych współczynnikach absorbcji.

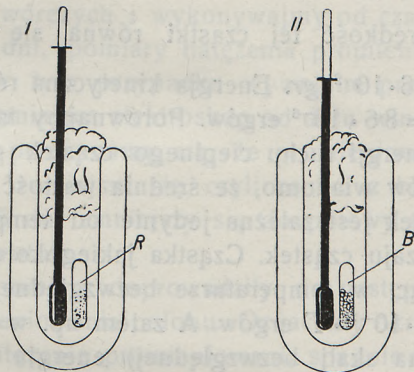
Współczynnik absorbcji w aluminium wobec promieni  $\beta$  wysyłanych przez pierwiastek promieniotwórczy, zwany radem *E* równa się 43 *cm*<sup>-1</sup>; natomiast wobec promieni  $\beta$  wysyłanych przez pierwiastek zwany radem *B*, aluminium posiada trzy współczynniki absorbcji o wartościach: 13, 88 i 890 *cm*<sup>-1</sup>.

### § 11. O energii wywiązywanej przez ciała promieniotwórcze.

Każde promieniowanie jest połączone z przepływem energii, każde ciało promieniotwórcze, wysyłające promienie, wysyła równocześnie energję. Jeżeli promieniowanie rozchodzi się

w próżni, energia nie ulega przemianom; natomiast w przypadku, gdy promienie przechodzą przez ciała materialne, energia promieniowania ulega absorpcji i zamienia się ostatecznie w ciepło.

Że rad otoczony jakimkolwiek ośrodkiem materialnym wytwarza znaczne stosunkowo ilości ciepła, fakt ten stwierdzili po raz pierwszy w r. 1903 Piotr Curie i Laborde. W badaniu ciepła posługujemy się przyrządem, wyobrażonym na ryc. 30. W naczyniu Dewara I umieszczone jest naczyniśko, zawierające sól radową; w takim samym naczyniu II znajduje się jakiegokolwiek inne ciało, np. sól barowa, w tej samej jak rad ilości. Termometr, wstawiony w naczynie I, wskazuje temperaturę wyższą aniżeli termometr w naczyniu II. Jeden gram radu może sprawić, że różnica temperatur dosięga 5 stopni, pomimo nieuchronnych strat ciepła wskutek przewodnictwa i promieniowania cieplnego. Rad zatem istotnie wywiązuje ciepło. Żeby zmierzyć jego ilość, można posłużyć się t. zw. metodą *kompensacji*; z naczynia I usuwamy rad i wprowadzamy na jego miejsce zwój drutu, w którym płynie prąd elektryczny. Regulujemy natężenie tego prądu, dopóki termometr I



Ryc. 30.

nie okaże tej samej zwyżki ponad temperaturę termometru II, jaką okazywał w sąsiedztwie radu. Z natężenia prądu i oporu drutu, po uwzględnieniu strat ciepła, można obliczyć ilość ciepła, jaka jest potrzebna do wytworzenia zaobserwowanej zwyżki temperatury. Tą drogą znaleziono, że 1 gram radu (o ile rad nie był przez dłuższy czas poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym) wywiązuje 138 małych kaloryj ciepła na 1 godzinę.

Produkcja ciepła przez rad odbywa się nieustannie, napózór bez osłabienia, tak, iż w przeciągu doby ilość wywiązanego ciepła wynosi przeszło 3000, w przeciągu zaś miesiąca około 100000 małych kaloryj. Wiadomo, że 1 gram węgla, spalając się całkowicie, wydziela tylko 8000 małych kaloryj. Z tego porównania widać, że rad jest bardzo wydatnem źródłem energii.

Można powiedzieć, że koncentracja energii ciał promieniotwórczych, czyli stosunek całkowitej wydzielanej energii do masy, jest bardzo wielka. Natomiast jej dzielność, czyli stosunek energii do czasu, jest przeciwnie mała. Jeden gram radu posiada dzielność 138 kaloryj na godzinę. Jeden gram węgla, spalony w przeciągu godziny, wywiązałyby energję ze znacznie większą dzielnością 8000 kaloryj na godzinę. Ponieważ nie jesteśmy w stanie przyśpieszyć procesów promieniotwórczych, nie możemy również zwiększyć szybkości, z jaką wydziela się w nich energja.

Największa część energii wywiązywanej przez pierwiastki promieniotwórcze przypada na cząstki  $\alpha$ , dzięki ich wielkiej masie i prędkości. Obliczmy energję kinetyczną cząstki  $\alpha$  wysyłanej przez pierwiastek promieniotwórczy, zwany emanacją radu.

Prędkość tej cząstki równa się  $1.61 \cdot 10^9 \frac{cm}{sek}$ , masa wynosi  $6.6 \cdot 10^{-24} gr$ . Energja kinetyczna równa się  $\frac{1}{2} \cdot 6.6 \cdot 10^{-24} \cdot 2.61 \cdot 10^{18} = 8.6 \cdot 10^{-6}$  ergów. Porównajmy tą energję ze średnią wartością energii ruchu cieplnego cząstek gazu. Z teorii kinetycznej gazów wiadomo, że średnia wartość energii ruchu cieplnego cząstek jest zależna jedynie od temperatury, a nie zależy od rodzaju cząstek. Cząstka jakiegokolwiek gazu posiada, średnio biorąc, w temperaturze bezwzględnej  $T$  energję kinetyczną równą  $2 \cdot 10^{-16} \cdot T$  ergów. A zatem np. w temperaturze  $T = 1000$  stopni (na skali bezwzględnej) energja kinetyczna cząstki równa się  $2 \cdot 10^{-13}$  ergów. Energja kinetyczna cząstki  $\alpha$  wysyłanej przez emanację radu jest zatem przeszło 40 milionów razy większa.

Ponieważ wiemy, jaką liczbę cząstek  $\alpha$  wysyła w sekundzie rad, który przez czas dłuższy nie był poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym i ponieważ znana jest również prędkość tych cząstek, możemy z łatwością obliczyć, ile one posiadają energii. Ta energja, zamieniona na ciepło, równa się około 0.9 całkowitej ilości ciepła wydzielanego przez rad. Reszta przypada na cząstki  $\beta$ , tudzież na promienie  $\gamma$ .

Nietylko rad, lecz również inne pierwiastki promieniotwórcze wydzielają ciepło. Tor np. (który nigdy nie był poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym) wydziela  $2.4 \cdot 10^{-5}$  małych kaloryj na godzinę i na gram, uran  $9.2 \cdot 10^{-5}$  małych kaloryj i t. d.

## § 12. Zanikanie promieniotwórczości tudzież jej narastanie.

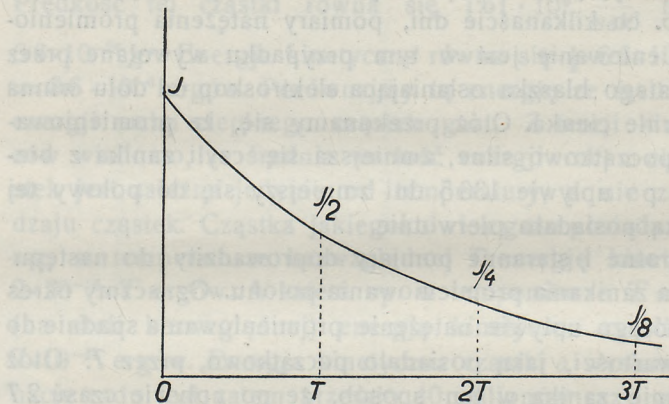
Promieniowanie uranu, toru lub radu jest pozornie stałe. O ile ciał tych nie poddajemy żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym, nie możemy dostrzec, po upływie wielu miesięcy albo nawet lat, choćby śladów wyczerpywania się zdolności promieniowania. Jednakowoż dokładne badania okazały, że stałość promieniowania tych ciał jest tylko pozorna: promieniowanie wydaje się stałym, ponieważ szybkość jego zanikania jest bardzo mała. Istnieją jednak pierwiastki promieniotwórcze, które wyczerpują się szybko. Do takich należy np. polon. Żeby się o tem przekonać, ustawmy poniżej dna elektroskopu, wyobrażonego na ryc. 4, odrobinę preparatu zawierającego polon bez domieszki innych substancji promieniotwórczych i wykonywajmy od czasu do czasu, np. co kilkanaście dni, pomiary natężenia promieniowania. Promieniowanie jest w tym przypadku wywołane przez cząstki  $\alpha$ , dlatego blaszka osłaniająca elektroskop od dołu winna być niezmiernie cienka. Otóż przekonamy się, że promieniowanie polonu, początkowo silne, zmniejsza się, czyli zanika z biegiem czasu: po upływie 136,5 dni zmniejszy się do połowy tej wartości, jaką posiadało pierwotnie.

Wielokrotne i staranne pomiary doprowadziły do następującego prawa zanikania promieniowania polonu. Oznaczmy okres czasu, po którego upływie natężenie promieniowania spadnie do połowy tej wartości, jaką posiadało początkowo, przez  $T$ . Otóż promieniowanie zanika w ten sposób, że po upływie czasu  $2T$  natężenie będzie posiadało tylko czwartą część wartości początkowej; po upływie czasu  $3T$  wartość natężenia będzie się równała połowie wartości, jaka panowała po upływie czasu  $2T$ , będzie zatem jedną ósmą wartości początkowej i t. d. Natężenie promieniowania zmniejsza się według prawa postępu geometrycznego, gdy czas rośnie w postępie arytmetycznym. Okres  $T$  nazywa się okresem połowicznego zaniku promieniowania.

Jeżeli natężenie promieniowania w chwili początkowej oznaczmy przez  $J$ , jego wartość po upływie czasu  $T$  będzie się równała  $\frac{J}{2}$ , po upływie czasu  $2T$  będzie  $\frac{J}{4}$ , po upływie czasu  $3T$  wyniesie  $\frac{J}{8}$  i t. d. Odłożywszy te wartości na osiach diagramatu, na którym oś pozioma wyobraża czas, a oś pionowa natężenie pro-

mieniowania, otrzymamy szereg punktów, które możemy połączyć jedną linią krzywą. Krzywa, w ten sposób uzyskana, wyobraża graficznie zanikanie natężenia promieniowania polonu (ryc. 31).

Prawo zanikania można wyrazić jeszcze w inny sposób. Z wartości natężenia promieniowania w momentach  $0$ ,  $T$ ,  $2T$ ,  $3T$  wynika, że w odstępach czasu od  $0$  do  $T$  natężenie zmniejszyło się o  $J - \frac{J}{2} = \frac{J}{2}$ , w odstępach czasu od  $T$  do  $2T$ , od  $2T$  do  $3T$ , od  $3T$  do  $4T$  i t. d. zmniejszenie natężenia równa się:  $\frac{J}{2} - \frac{J}{4} = \frac{J}{4}$ ,  $\frac{J}{4} - \frac{J}{8} = \frac{J}{8}$  i t. d. Różnice powyższe, początkowo duże, stają się z biegiem czasu coraz mniejsze. Również zmniejsza się



Ryc. 31.

średnia szybkość zmiany natężenia. Dokładny rozbiór krzywej zanikania, wyobrażonej na ryc. 31, głosi, że szybkość zanikania natężenia promieniowania jest w każdej chwili proporcjonalna do natężenia, jakie w tej chwili panuje. Krzywa, której rzędna zanika według takiego prawa, nazywa się krzywą wykładniczą, czyli eksponencjalną.

Jeżeli szybkość zanikania w chwili  $t$  oznaczymy przez  $v_t$ , możemy wyrazić prawo zanikania przez wzór następujący:

$$v_t = \lambda J_t \dots \dots 1)$$

W tym wzorze  $\lambda$  oznacza stałą współczynnik, niezależny od wartości natężenia  $J_t$ .

Oczywistą jest rzeczą, że pomiędzy wielkościami  $T$  i  $\lambda$  zachodzi ścisły związek: im większy jest współczynnik  $\lambda$ , tem krótszy jest okres połowicznego zaniku.

Każda wielkość, która zmniejsza się z biegiem czasu według krzywej wykładniczej, posiada następującą własność: prędkość zmiany tej wielkości zmniejsza się z biegiem czasu również według krzywej wykładniczej, która biegnie równoległe do krzywej, wyobrażającej zanikanie samejże wielkości. Własność tę odczytujemy wprost z równania 1).

Jeżeli natężenie promieniowania w pewnej chwili  $t$  oznaczymy przez  $J_t$  zaś w chwili o  $dt$  późniejszej — przez  $J_t + dJ_t$ , możemy równanie 1) napisać w następującym kształcie:

$$\frac{dJ_t}{dt} = -\lambda J_t \dots \dots \dots 2)$$

Znak ujemny pochodzi stąd, że natężenie z biegiem czasu się zmniejsza. Całkując równanie 2), otrzymujemy równanie:

$$J_t = J_0 e^{-\lambda t} \dots \dots \dots 3)$$

w którym  $e$  oznacza podstawę logarytmów naturalnych,  $J_0$  zaś jest natężeniem w chwili początkowej  $t=0$ . Równanie 3) jest równaniem krzywej, której rzędna zanika według prawa wykładniczego.

Kładąc w równaniu 3)  $J_t = \frac{J_0}{2}$ ,  $t = T$ , znajdujemy:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}.$$

Biorąc logarytm naturalny, otrzymujemy równanie:

$$T = 0.693 : \lambda \dots \dots \dots 4)$$

Równanie 4) wyraża związek pomiędzy okresem  $T$  a stałą  $\lambda$ .

Z równań 2) i 3) wynika następujący wzór na prędkość zanikania:

$$-\frac{dJ}{dt} = \lambda J_0 e^{-\lambda t} \dots \dots \dots 5)$$

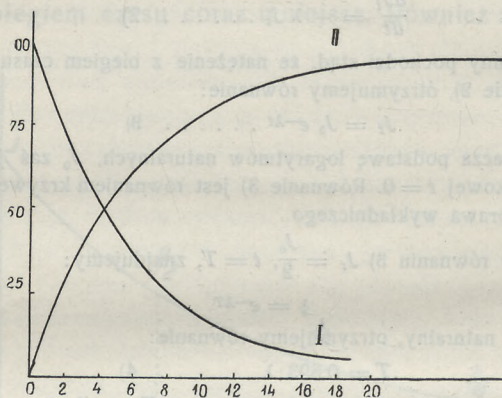
Istotnie zatem prędkość zanikania zmienia się z biegiem czasu według prawa eksponencjalnego.

Stała, charakterystyczna dla polonu wielkość, a mianowicie okres połowicznego zaniku, tudzież współczynnik  $\lambda$ , nie zależą w zupełności od jakichkolwiek czynników fizycznych albo chemicznych, jakie mogą działać na polon. Zanikanie promieniotwórczości odbywa się zawsze w jednakowy sposób, niezależny od temperatury, od sąsiedztwa innych ciał, od ciśnienia i t. p. Procesy promieniotwórcze można badać i mierzyć, ale nie można ich przyśpieszyć lub zwolnić, ani w jakikolwiek sposób zmienić.

Preparat polonu, zmniejszając nieustannie swe promieniowanie, wyczerpuje się z biegiem czasu. Skoro po upływie dłuższego czasu wyczerpie się całkowicie, nie jesteśmy w stanie

żadnymi procesami fizycznymi ani chemicznymi zrestytuować z powrotem zdolności promieniowania, jaką pierwotnie posiadał. Zanikanie promieniotwórczości jest procesem typowo nieodwracalnym.

Opiszmy obecnie inny przypadek, który okazuje, że w niektórych ciałach promieniotwórczość wytwarza się stopniowo. Przypuśćmy, że mamy do czynienia z próbką uranu (sól rozpuszczająca się w wodzie, np. azotan), która przez długi czas nie była poddawana żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym. Uran wysyła promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ . Możemy jednak promieniowanie wywołane przez cząstki  $\alpha$  wyłączyć z pomiarów przez zastosowanie elektroskopu, którego dolny otwór (ryc. 4) jest przysłonięty sto-



Ryc. 32.

sunkowo grubą blaszką, tak grubą, żeby wcale nie przepuszczała cząstek  $\alpha$ . Wówczas będziemy mieli do czynienia tylko z cząsteczkami  $\beta$  uranu, tudzież z promieniami  $\gamma$ . Promieniowanie próbki jest niezmiennie; nie można zauważyć zmiany jego natężenia, nawet gdyby obserwacje trwały całe lata.

Podajmy badaną próbkę następującym procesom: do roztworu dodajmy węglanu amonowego. Strącający się tlenek rozpuszczamy w nadmiarze węglanu i przeprowadzamy roztwór przez sączek. Przekonamy się, że przesączony roztwór nie wysyła początkowo zupełnie cząstek  $\beta$ . Natomiast sączek wysyła je z takim samym natężeniem, jakie posiadał preparat pierwotny. Z pomiarów czynionych wielokrotnie w dalszym ciągu wynika, że promieniowanie sączka staje się coraz słabsze. Sposób zanikania tego promieniowania jest uwidoczniony przez krzywą I na ryc. 32.



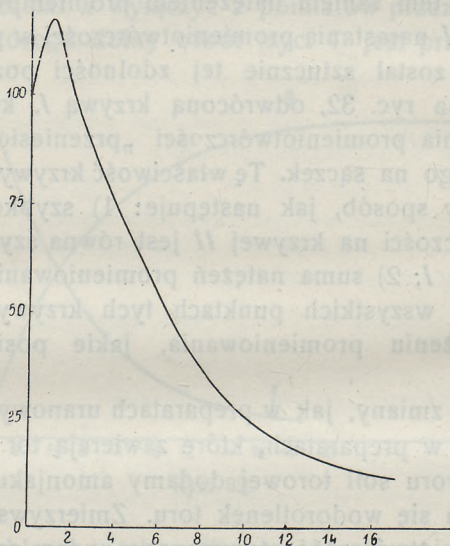
Krzywa ta jest krzywą wykładniczą, podobnie jak w przypadku polonu. Jednakowoż okres połowicznego zaniku jest mniejszy, wynosi tylko 23·8 dni.

Natomiast  $\beta$ -promieniowanie roztworu (albo soli z tego roztworu wykrystalizowanej), równe początkowo zeru, wzrasta z biegiem czasu. Sposób tego narastania uwidacznia graficznie krzywa *II* na ryc. 32. Po upływie dłuższego czasu natężenie  $\beta$ -promieniowania roztworu stanie się równe natężeniu, jakie posiadał preparat pierwotny. Jeżeli zatem preparat uranowy pozbawimy sztucznie zdolności  $\beta$ -promieniowania, to zdolność ta wytworzy się z powrotem, z tem samym natężeniem promieniowania.

Krzywa *II* narastania promieniotwórczości w preparacie uranowym, który został sztucznie tej zdolności pozbawiony, jest, jak to widać na ryc. 32, odwróconą krzywą *I*, która wyobraża sposób zanikania promieniotwórczości „przeniesionej“ z preparatu pierwotnego na sącdek. Tę właściwość krzywych *I* i *II* można wyrazić w inny sposób, jak następuje: 1) szybkość narastania promieniotwórczości na krzywej *II* jest równa szybkości zanikania na krzywej *I*; 2) suma natężeń promieniowania na krzywych *I* i *II* jest we wszystkich punktach tych krzywych jednakowa i równa natężeniu promieniowania, jakie posiadał preparat pierwotny.

Podobne zmiany, jak w preparatach uranowych, można wywołać również w preparatach, które zawierają tor. Jeżeli mianowicie do roztworu soli torowej dodamy amonjaku w nadmiarze, wówczas strąca się wodorotlenek toru. Zmierzywszy po przesączeniu promieniotwórczość otrzymanego w ten sposób wodorotlenku, znajdziemy, że wysyła on tylko promienie  $\alpha$ , o natężeniu równem około jednej czwartej natężenia, jakie okazywał preparat pierwotny. Natomiast przesącz wysyła, podobnie jak pierwotny preparat, promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ ; jednakowoż natężenie promieni  $\alpha$  wynosi tylko około trzech czwartych natężenia pierwotnego. Promieniowanie tego przesącza zanika z biegiem czasu. Jednakowoż sposób zanikania tego promieniowania nie jest tak prosty jak w przypadku, do którego odnosi się krzywa *I* na ryc. 32. Natężenie promieniowania przesącza wzrasta początkowo (ryc. 33). Dopiero po przekroczeniu pewnego maximum rozpoczyna się zanikanie, które po upływie pewnego czasu odbywa się według krzywej wykładniczej, z okresem połowicznego zaniku 3·64 dni.

Doświadczenia nad zmianami promieniotwórczości, jakie można wywołać w preparatach uranowych i torowych, odegrały w rozwoju nauki o promieniotwórczości ważną rolę. Z doświadczeń tych wynika, że uran i tor nie są ciałami jednolitymi. Proces pozbawienia preparatu uranowego zdolności wysyłania promieni  $\beta$  polega najwidoczniej na oddzieleniu od tego preparatu substancji, która wysyła te promienie; substancję tę nazywamy uranem  $X$ . Uran  $X$  znajduje się w uranie, który wysyła tylko cząsteczki  $\alpha$ , w bardzo małych ilościach, tak małych, że przed odkryciem zdolności promieniowania, uran, badany zwykłymi



Ryc. 33.

metodami chemicznymi, uznany został za jednolity pierwiastek. Sposób oddzielenia uranu  $X$  działaniem węgla amonowego polega na wytworzeniu nierozpuszczalnego związku, który przy przesączeniu roztworu pozostaje na sączku.

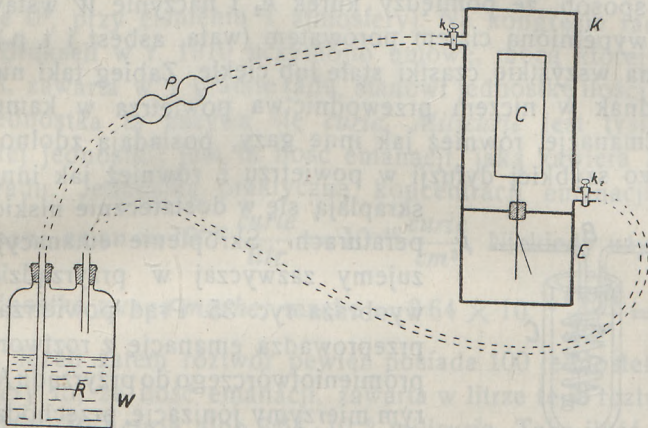
Z doświadczeń nad zmianami promieniotwórczości uranu wynika dalej, że uran pierwotny posiada zdolność wytwarzania uranu  $X$ . Tem się tłumaczy, że, jeżeli uran pozbawimy zdolności wysyłania  $\beta$ -promieni, to zdolność ta po pewnym czasie pojawi się nanowo. Wówczas można powtórzyć proces oddzielenia uranu  $X$ .

Podobne wnioski wyprowadzamy w przypadku toru. Pierwiastek ten zawiera jako przymieszkę inną substancję, którą

nazywamy torem *X*. Substancja ta wysyła jedynie cząstki  $\alpha$  i jest wytwarzana przez tor.

### § 13. Emanacje promieniotwórcze.

Opiszemy obecnie doświadczenia, które okazują, że niektóre pierwiastki promieniotwórcze, mianowicie rad, tor i aktyn, wydzielają z siebie substancje promieniotwórcze gazowe, które otrzymały nazwę emanacyj<sup>1)</sup>. Badanie tych substancyj ułatwia w zna-



Ryc. 34.

cznym stopniu właśnie ten fakt, że są one gazami, w dodatku gazami promieniotwórczymi.

Emanacje można wydzielić z ciał, z których powstają, czyli z ciał „macierzystych“, przez silne ogrzanie tych ciał, przez ich krystalizację albo przez wprowadzenie ich do roztworu. Wykonajmy zatem następujące doświadczenie. Rozpuśćmy odrobinę soli radowej w wodzie i utworzony roztwór *R* przelejmy do flaszki Wulffa, połączonej z naczyniem *K*, jak okazuje ryc. 34. Naczynie *K*, łącznie z elektrodą *C*, tudzież z elektrometrem *E*, służy do pomiaru jonizacji powietrza.

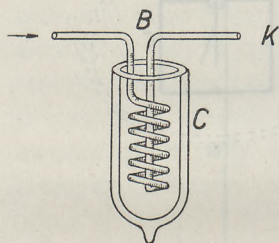
Zapomocą pompki gumowej *P* przepuszczamy przez roztwór *R* prąd powietrza, który przechodzi przez roztwór do naczynia *K* i przez pompkę wraca z powrotem, do flaszki

<sup>1)</sup> Emanacje radu, toru i aktynu noszą również nazwy: radon, toron i aktynon.

Wulffa. Prąd ten usuwa gazy, rozpuszczone w roztworze i rozdziela je równomiernie we wnętrzu całego przyrządu. Znaczna część tych gazów zbiera się w ten sposób w naczyniu  $K$ . Po przepuszczeniu prądu należy zamknąć kurki  $k_1$ ,  $k_2$ .

Badając przewodnictwo elektryczne powietrza, zawartego wewnątrz naczynia  $K$ , znajdziemy, że powietrze to jest zjonizowane. Prąd powietrza wydobywa zatem z roztworu soli radowej pewne gazowe ciało promieniotwórcze i przeprowadza je do naczynia  $K$ . Można się upewnić, że ciało to jest istotnie gazem, w ten sposób, że pomiędzy kurek  $k_2$  i naczynie  $W$  wstawia się rurkę, wypełnioną ciałem porowatym (wata, asbest i t. p.), które zatrzyma wszystkie cząstki stałe lub ciekłe. Zabieg taki nie zmienia jednak w niczem przewodnictwa powietrza w kamerze  $K$ .

Emanacje, również jak inne gazy, posiadają zdolność stosunkowo szybkiej dyfuzji w powietrzu i, również jak inne gazy,



Ryc. 35.

skraplają się w dostatecznie niskich temperaturach. Skroplenie emanacji okazujemy zazwyczaj w przyrządzie, jaki wyobraża ryc. 35. Prąd powietrza, który przeprowadza emanację z roztworu ciała promieniotwórczego do przyrządu  $K$ , w którym mierzymy jonizację, przechodzi przez spiralę  $B$ , umieszczoną w naczyniu Dewara  $C$ . Jeżeli do tego naczynia nalejemy skroplonego powietrza, emanacja

również się skrapla; wówczas jonizacji powietrza w przyrządzie  $K$  nie można zauważyć. Pojawia się ona jednak, skoro usuniemy skroplone powietrze. Skroplona emanacja radowa pod ciśnieniem jednej atmosfery wrze w temperaturze  $-65^{\circ}C$ . Zamarza w temp.  $-71^{\circ}C$ . Skroplona emanacja jest bezbarwna i pobudza szkło do silnej fluorescencji w barwie zielonej.

Emanacje promieniotwórcze są gazami chemicznie nieczynnymi; najsilniejsze czynniki, kwasy, zasady, iskra elektryczna itp., nie są zdolne wytworzyć jakiegokolwiek związku emanacji: wszystkie te czynniki nie zmieniają zupełnie natężenia promieniowania, wysyłanego przez emanację w jakichkolwiek warunkach.

Dochodzimy stąd do wniosku, że emanacje są gazami jednoatomowymi, podobnie jak „szlachetne“, chemicznie nieczynne gazy: argon, hel i inne.

Emanacje, których źródłem są pierwiastki tor i aktyn, można otrzymać tylko w tak małych ilościach, że dają się one wykrywać i badać jedynie drogą elektryczną. Przeciwnie, emanację, która znajduje się w paru decygramach radu, można mierzyć wolumenometrem lub ważyć zapomocą czułej mikrowagi, co prawda tylko z rozwinięciem wielkiego kunsztu eksperymentowania.

Rutherford i inni badacze zdołali stwierdzić drogą bezpośrednich pomiarów, że jeden gram radu, z którego przez czas dłuższy nie wydzielano emanacji, zawiera jej  $0.66 \text{ mm}^3$  (w temperaturze  $0^\circ$ , przy ciśnieniu 1 atmosfery). Na kongresie radiologów w Brukseli w r. 1910 uczyniono umowę, mocą której ilość emanacji, zawarta w 1 gramie radu, stanowi jednostkę ilości emanacji. Jednostka ta nazywa się *curie*. *Milicurie* jest tysięczną częścią tej jednostki; jest to ilość emanacji, jaką zawiera 1 miligram radu. Jednostką praktyczną koncentracji emanacji jest t. zw. *eman*;  $\text{eman} = 10^{-10} \frac{\text{curie}}{\text{litr}} = 10^{-13} \frac{\text{curie}}{\text{cm}^3}$ . Niekiedy używana

bywa jednostka zwana *mache*;  $\text{mache} = 3.64 \times 10^{-10} \frac{\text{curie}}{\text{litr}} = 3.64$  emanów. Jeżeli zatem roztwór pewien posiada 100 jednostek *mache*, znaczy to, że ilość emanacji, zawarta w litrze tego roztworu, wynosi  $3.64 \cdot 10^{-8}$  curie, albo  $3.64 \cdot 10^{-5}$  milicurie. Taką ilość emanacji można wydzielić z  $3.64 \cdot 10^{-5}$  miligramów radu.

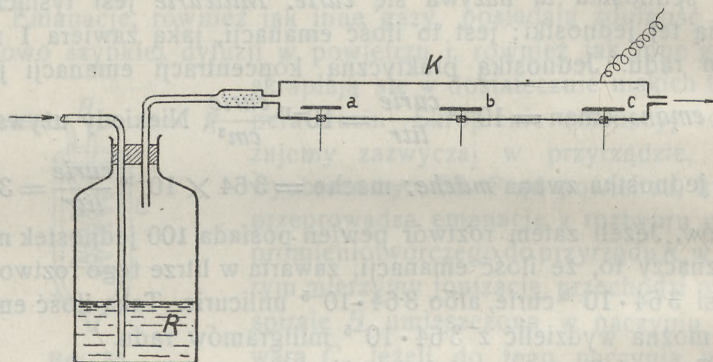
Gray i Ramsay zdołali zmierzyć masę, jaką posiada znana objętość emanacji. Do tych pomiarów używano nadzwyczaj czułej mikrowagi, na której można było ważyć jedną milionową miligramu. Zmierzywszy masę i objętość, wyznaczamy gęstość i masę atomową emanacji. Gęstość w odniesieniu do wodoru równa się 111, masa atomowa 222. Emanacje są najgęstsze ze wszystkich gazów.

Emanacja radowa, wprowadzona w większych ilościach do rurki Geisslera, daje się pobudzić do świecenia. Widmo emanacji jest zupełnie różne od widm innych gazów, co stanowi jeszcze jeden dowód, że emanacja jest istotnie pierwiastkiem chemicznym.

Promieniowanie emanacyj czystych, które nie posiadają promieniotwórczych przymieszek, polega na wysyłaniu jedynie cząstek alfa. Jeżeli zatem czystą emanację np. radu zamkniemy w naczyniu nawet o cienkich ścianach, nie wyśle ona nazewnątrz promieniowania; cząstki alfa są w takim naczyniu zatrzymane

całkowicie. Natomiast, jeśli wewnątrz naczynia (szklanego) umieścimy ekran, pokryty siarczkiem cynku, promieniowanie emanacji ujawnia się przez scyntylacje charakterystyczne dla promieni  $\alpha$ .

Promieniotwórczość emanacji oddzielonych od substancji macierzystych nie jest stała i zanika z biegiem czasu, podobnie jak promieniotwórczość uranu  $X$  lub toru  $X$ . Krzywe zanikania promieniotwórczości emanacji świeżo wprowadzonych do naczynia, w którym je badamy, są podobne do krzywej zanikania toru  $X$  (ryc. 33). Pomijając nieregularności, które występują w początkowych partiach, krzywe są eksponencjalne; okres połowicznego zaniku emanacji radu równa się 3·83 dni, emanacji toru 54·5 sekund, emanacji aktynu zaledwie 3·9 sekund.



Ryc. 36.

Celem dokonania pomiaru okresu połowicznego zaniku szybko zanikającej promieniotwórczości emanacji toru albo aktynu, możemy posługiwać się przyrządem, wyobrażonym na ryc. 36.

Jednostajny prąd powietrza płynie z odpowiedniego zbiornika przez naczynie zawierające roztwór  $R$  soli toru lub aktynu. Prąd ten porywa za sobą emanację i przeprowadza ją do połączonego z biegunem baterji metalicznego, walcowatego naczynia  $K$ . W tem naczyniu są umieszczone trzy izolowane elektrody  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , w jednakowych od siebie odstępach. Łącząc kolejno każdą z tych elektrod z elektrometrem, mierzymy natężenie prądu, jaki płynie pomiędzy tą elektrodą a naczyniem  $K$ . Prąd otrzymany z elektrody  $a$  jest najsilniejszy, z elektrody  $c$  zaś najsłabszy. Albowiem w odstępie czasu, jaki upływa, gdy emanacja wraz z prądem

powietrza przechodzi od  $a$  do  $b$  lub od  $b$  do  $c$ , promieniotwórczość już w pewnym stopniu zanika. Ze zmierzonych wartości natężeń prądu tudzież szybkości przepływu powietrza można z łatwością obliczyć czas połowicznego zaniku emanacji.

Gdybyśmy, równocześnie z pomiarami natężenia promieniowania emanacji, wykonywali pomiary innych jakich wielkości zależnych od całkowitej ilości emanacji, przekonalibyśmy się, że zanika nie tylko promieniotwórczość, lecz zanikają również owe wielkości (np. natężenie linii widmowych, ilość wywiązywanego ciepła i t. p.). Wnioskujemy stąd, że zanika z biegiem czasu i ginie nie tylko promieniotwórczość lecz i sama emanacja.

Przytaczając różne dane charakterystyczne dla radu (liczbę cząstek  $\alpha$ , ilość wywiązywanego ciepła i t. p.), czyniliśmy zastrzeżenie, że rad nie ma być poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym. Z zastrzeżenia tego nie wynika bynajmniej, że czynniki takie mogą wpływać na czynność promieniotwórczą radu; jednakowoż wiadomo, że są wśród nich takie, które mogą emanację usunąć z radu. Oczywiście jest rzeczą, że, jeżeli emanacja została usunięta, wówczas promieniowanie radu będzie zmniejszone o tę część, która przypada na emanację; zmniejszenie będzie znaczne, gdyż zdolność promieniowania emanacji jest duża.

Z roztworu, zawierającego sól radową, usuńmy emanację i zmierzmy jej ilość. Zostawmy następnie roztwór w spokoju co najmniej przez 6 tygodni i powtórzmy tę czynność. Znajdziemy taką samą ilość emanacji jak w pierwszym pomiarze. Wynika stąd, że rad, z którego usunięto emanację, wytwarza ją na nowo. Żeby określić szybkość wytwarzania się emanacji, można użyć metody, opartej na działaniu jonizacyjnym emanacji: sól radową, wykrytą z roztworu i nie zawierającą emanacji, zamykamy w cienkościennym naczyniu szklanym i mierzymy wielokrotnie natężenie promieniowania. Przekonamy się, że natężenie wzrasta z biegiem czasu; osiągnąwszy jednak pewną graniczną wartość, pozostaje niezmienną. Zwiększanie się natężenia promieniowania ma przyczynę we wzroście ilości emanacji, którą powoli rad produkuje i jest proporcjonalne do przyrostu ilości emanacji. Krzywa, która określa szybkość narastania emanacji w radzie, jest odwróconą krzywą, która określa szybkość zanikania emanacji, od radu od-

izolowanej. Wiemy, że podobne właściwości posiadają krzywe narastania i zanikania promieniotwórczości uranu  $X$  i toru  $X$ .

Rad, z którego wydzielono emanację, wysyła jedynie cząstki alfa, podobnie jak emanacja świeżo z radu wydzielona. Cząstki beta, jakie wysyła rad niepoddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym, pochodzą z substancyj, wytwarzanych przez promieniotwórczy rozpad emanacji. O substancjach tych, tudzież o promieniach, wysyłanych przez nie, będzie mowa w jednym z następnych rozdziałów.

#### § 14. Teoria rozpadu atomowego.

W pierwotnym stadium teorii atomistycznej wyobrażano sobie, że zjawiska, odbywające się w materji, polegają na ruchach atomów, tudzież na działaniu sił czynnych między atomami. O wnętrzu atomu, o jego strukturze wewnętrznej, nic nie było wiadomo.

Jednakowoż powoli i stopniowo, jeszcze przed odkryciem ciał promieniotwórczych, zaczęto zdawać sobie sprawę ze złożoności struktury atomu. Przedewszystkiem stwierdzono, że atomy pierwiastków, odpowiednio pobudzone, wysyłają widma, złożone z wielkiej liczby linii. Następnie przekonano się, że pomiędzy częstościami drgania, które te linje charakteryzują, zachodzą niekiedy zdumiewająco proste prawidłowości. W atomie jednolitym, bez wewnętrznej struktury, taka mnogość i prawidłowość drgań byłaby zupełnie niezrozumiała.

Niektóre zjawiska chemiczne przemawiały również oddawna za tem, że struktura atomu jest zawiła; pod tym względem najważniejszą wskazówkę dawała możliwość uszeregowania pierwiastków w t. zw. układ perjodyczny, w ten sposób, że własności pierwiastka zmieniają się perjodycznie przy przejściu od jednej grupy tego układu do innej.

Jednakowoż przez długi czas nie można było znaleźć, dla domysłów o złożonej budowie atomów, konkretnych podstaw. W szczególności nie można było ugruntować poglądu, jaki jeszcze w r. 1815 wygłosił *Prout*, że atom wodoru, najmniejsza ze znanych podówczas cząstek materialnych, jest tą ostateczną cegiełką, z której są zbudowane inne atomy. Dopiero odkrycie elektronu, dokonane w końcu ubiegłego stulecia, przyniosło dla teorii struktury atomu rezultat zasadniczy. Przekonano się bo-



wiem, że elektron jest jednym z elementów, z jakich są zbudowane wszystkie atomy.

Ponieważ atom w stanie naturalnym jest elektrycznie obojętny, należy wnosić, że atomy, prócz elektronów, posiadają jeszcze elementy dodatnio naelektryzowane; nie można ich jednak od atomu oderwać sposobami, które prowadzą do oderwania elektronu.

Odkrycie zjawisk promieniotwórczości ugruntowało przekonanie o złożoności struktury atomu. Również i w zjawiskach promieniotwórczych występują elektrony jako składniki atomów, mianowicie w postaci cząstek beta. Prócz tego w zjawiskach tych objawia się inny składnik atomów: dodatnio naelektryzowana cząstka alfa. Jednakowoż zjawiska promieniotwórczości nauczyły nas jeszcze czegoś więcej. W teorii Daltona sformułowane zostały podstawy, na których opierała się chemja w przeciągu całego stulecia; teoria ta określa atomy jako elementy, które nie ulegają żadnym zmianom; one mogą wchodzić w związki albo z nich występować w różnych warunkach, np. na ziemi lub na słońcu, jednakowoż pozostają zawsze pewną zamkniętą i niezmienną całością. Nawet usunięcie z atomu elektronu, albo wprowadzenie do atomu nowego elektronu, w procesach jonizacji, dysocjacji i t. p., zmienia tylko do pewnego stopnia własności atomu. Zmiany takie są przemijające; zjonizowane atomy znajdują zawsze sposobność do stracenia nadmiaru albo do pokrycia niedoboru elektronów i wracają do stanu pierwotnego. Dopiero w zjawiskach promieniotwórczych objawiają się inne, zasadnicze i nieodwracalne zmiany atomów, w których nabywają one zupełnie nowych własności fizycznych i chemicznych i zamieniają się w inne atomy, z których są złożone inne pierwiastki.

Teorią, która obejmuje w harmonijną całość wszystkie fakty z dziedziny promieniotwórczości, jest t. zw. teoria rozpadu atomowego, ogłoszona przez Rutherforda i Soddy'ego w r. 1903. Teoria ta odrzuca dawne poglądy o niezmienności atomów; przeciwnie, pierwszym jej, fundamentalnym założeniem jest hipoteza, że atomy pierwiastków promieniotwórczych ulegają spontanicznie, bez współdziałania jakichkolwiek czynników, rozpadowi czyli dezintegracji. Nie znamy dotąd mechanizmu, na skutek którego następuje rozpad atomu. Możemy się domyślać, że składniki, z których atomy są złożone, poruszają się we wnętrzu atomu. Możliwą jest rzeczą, że ruch sprowadza w pewnym mo-

mencie stan nietrwałej równowagi atomu. W stanie tym następuje eksplozja: atom wyrzuca z siebie z wielką prędkością cząstkę alfa lub beta. Energia tych cząstek była przed eksplozją ukryta we wnętrzu atomu i niczem swego istnienia nie zdradzała.

W przeważającej liczbie przypadków rozpadu atomy pierwiastka promieniotwórczego rozpadają się jednakowo, wyrzucając albo cząstki  $\alpha$  albo cząstki  $\beta$ , przyczem wszystkie te cząstki nabywają przy eksplozji atomu jednakowych prędkości. W tych przypadkach rozpadający się pierwiastek wytwarza jeden tylko nowy pierwiastek pochodny. Niekiedy zdarza się jednak, że proces rozpadu jest bardziej zawiły, że pewien procent rozpadających się atomów wyrzuca cząstki  $\alpha$ , o pewnej określonej prędkości, reszta zaś atomów stanowi źródło cząstek  $\alpha$  o innych prędkościach. W innych znowu przypadkach pewna część rozpadających się atomów rozpada się, wyrzucając cząstki  $\alpha$ , reszta zaś wysyła cząstki  $\beta$ . Wreszcie może się zdarzyć, że prędkości cząstek  $\beta$ , wysyłanych przez różne atomy, są różne. We wszystkich tych przypadkach atomy, które rozpadają się w różny sposób, wytwarzają różne atomy pochodne. Powiadamy, że w szeregu pierwiastków pochodnych następuje rozgałęzienie.

Wyrzucona z atomu cząstka alfa zamienia się, jak już wiemy, w atom helu. Usunięcie tej cząstki z atomu powoduje, że masa atomowa (w odniesieniu do  $O = 16$ ) zmniejsza się o 4 jednostki. Natomiast zmiana masy, spowodowana przez wydzielenie z atomu cząstki beta, jest tak nieznaczna, że, praktycznie rzeczy biorąc, wcale w rachubę nie wchodzi. W obu jednak przypadkach rozpad prowadzi do zasadniczej zmiany własności atomu: atom pierwotny, czyli macierzysty, staje się atomem innym, atomem nowego pierwiastka. Może się zdarzyć, że nowy atom, podobnie jak atom macierzysty, przechodzi przez stany równowagi nietrwałej; wówczas jest promieniotwórczy i ulegnie przemianie. Jednakowoż szereg takich przemian musi zakończyć się utworzeniem atomu trwałego, niepromieniotwórczego.

W myśl teorii rozpadu tworzenie się z radu emanacji (§ 13) polega na rozpadzie atomów radu. Atomy radu o masie atomowej 226, rozpadając się, wyrzucają cząstki  $\alpha$ , wskutek tego zamieniają się na atomy o masie atomowej  $226 - 4 = 222$ , czyli na atomy emanacji; te z kolei, wysyłając cząstki  $\alpha$ , zamieniają się na atomy o masie atomowej 218 i t. d.

Natomiast polon, wysyłając cząstki  $\alpha$ , zamienia się na pierwiastek trwały, który już nie ulega rozpadowi.

W myśl teorii rozpadu atomowego, zmiany w preparatach zawierających uran (§ 12) polegają na rozpadzie uranu. Uran, wysyłając cząstki  $\alpha$ , zamienia się w uran  $X$ ; uran  $X$ , wyrzucając cząstki  $\beta$ , przechodzi w nowy produkt rozpadu i t. d.

W rozpadzie atomów wydzielanie cząstek  $\alpha$  i  $\beta$  odgrywa rolę zasadniczą; natomiast wysyłanie promieni  $\gamma$  jest procesem drugorzędny; promienie te tworzą się na skutek wstrząsów, jakim przy eksplozji atomów ulegają naboje elektryczne.

Liczba cząstek  $\alpha$  lub  $\beta$ , wydzielanych w przeciągu jednostki czasu, jest w myśl teorii rozpadu liczbą rozpadających się w jednostce czasu atomów; wynika stąd, że natężenie promieniowania wysyłanego przez pierwiastek promieniotwórczy jest proporcjonalne do szybkości rozpadu.

Z faktu, że promieniowanie ciał promieniotwórczych jest zjawiskiem mniej lub więcej długotrwałym, wynika, że nie wszystkie atomy rozpadającego się pierwiastka ulegają rozpadowi jednocześnie. Atomy, które nie znajdują się w stanie rozpadu, zachowują się pod każdym względem podobnie jak atomy pierwiastków zwykłych. Jednakowoż na każdy z nich przyjdzie chwila, w której nastąpi rozpad, w której zatem atom zmieni formę swego istnienia.

Teoria Rutherforda i Soddy'ego wprowadza drugie fundamentalne założenie: szybkość rozpadu pierwiastka promieniotwórczego jest w każdym stadium rozpadu wprost proporcjonalna do liczby jeszcze nierozłożonych atomów, natomiast nie zależy wcale od czynników zewnętrznych, jak ciśnienie, temperatura, sąsiedztwo innych atomów i t. p.

Oznaczmy przez  $N_t$  istniejącą w danej chwili liczbę atomów pierwiastka promieniotwórczego, przez  $v_t$  zaś szybkość jego rozpadu; możemy wówczas wyrazić założenie Rutherforda i Soddy'ego, które w dalszym ciągu będziemy nazywali zasadniczym prawem rozpadu promieniotwórczego, przez wzór następujący:

$$v_t = \lambda N_t \dots \dots 1)$$

W tym wzorze  $\lambda$  jest współczynnikiem charakterystycznym pierwiastka. Współczynnik ten nosi nazwę stałej rozpadu; wzór 1)

uczy, że wartość liczbowa stałej rozpadu jest ułamkiem wskazującym, jaka część całkowitej liczby  $N_0$  atomów ulega rozpadowi w jednostce czasu. Wymiar współczynnika rozpadu jest taki sam jak prędkości rozpadu czyli  $[\text{czas}^{-1}]$ .

Na podstawie prawa rozpadu możemy wyznaczyć sposób, w jaki zmienia się z biegiem czasu liczba atomów rozpadającego się pierwiastka. W zagadnieniu tem należy rozróżnić dwa przypadki: 1) pierwiastek promieniotwórczy jest odosobniony od pierwiastka macierzystego, z którego powstaje, 2) pierwiastek nie jest odosobniony od pierwiastka macierzystego.

W niniejszym paragrafie zajmiemy się przede wszystkim pierwszym z tych dwu przypadków. W tym przypadku zmiana liczby atomów jest spowodowana jedynie przez rozpad pierwiastka.

Zwróćmy uwagę na fakt, że równanie 1), które określa prawo, według którego zmniejsza się z biegiem czasu liczba atomów pierwiastka promieniotwórczego, jest zupełnie analogiczne do równania 1) § 12, które określa prawo, według którego zanika natężenie promieniowania polonu. Na podstawie tej analogji wyprowadzamy z równania 1) następujące wnioski: 1) liczba atomów pierwiastka promieniotwórczego, który jest odosobniony od pierwiastka macierzystego, zmniejsza się z biegiem czasu według krzywej eksponencjalnej; tej krzywej odpowiada określony okres połowicznego zaniku; 2) szybkość rozpadu zanika również według prawa eksponencjalnego, z tym samym okresem połowicznego zaniku; 3) okres połowicznego zaniku liczby atomów jest związany ze stałą rozpadu równaniem następującym:

$$T = \frac{0.693}{\lambda}$$

Ponieważ, według teorii rozpadu, szybkość rozpadu pierwiastka promieniotwórczego jest proporcjonalna do natężenia promieniowania, przez ten pierwiastek i jedynie przez ten pierwiastek wzbudzonego, wyprowadzamy stąd dalszy następujący wniosek: natężenie promieniowania, które wzbudza pierwiastek promieniotwórczy, odosobniony od innych pierwiastków promieniotwórczych, zanika z biegiem czasu według prawa eksponencjalnego; okres połowicznego zaniku natężenia promieniowania jest równy okresowi połowicznego zaniku liczby atomów. Podobnie równają się sobie współczynniki  $\lambda$ , które określają szybkość rozpadu (według równ. 1 niniejszego paragrafu), tudzież szybkość zanikania natężenia promieniowania (według równ. 1 paragrafu 12).

Równanie 1) niniejszego paragrafu, które wyraża prawo rozpadu, można w rozważanym przypadku (opuszczając indeks  $t$ ) napisać w kształcie następującym:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N.$$

Z tego równania wynika prawo eksponencjalnego zaniku liczby atomów, a mianowicie prawo:

$$N = N_0 e^{-\lambda t};$$

$N_0$  oznacza liczbę atomów w chwili początkowej  $t=0$ . W opisie procesu rozpadu posługujemy się niekiedy jeszcze jedną stałą charakterystyczną, którą nazywamy *średnim okresem trwania* pierwiastka promieniotwórczego. Stałą tę oznaczamy przez  $\tau$ . Jej znaczenie znajdujemy w następujący sposób. W odstępie czasu  $dt$ , który upływa bezpośrednio po upływie odstępu  $t$ , liczba rozpadających się atomów równa się  $\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$ . Żaden z tych atomów nie uległ rozpadowi w przeciągu odstępu  $t$ . Średni okres  $\tau$  trwania wszystkich atomów równa się

$$\int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt / N_0 = \frac{1}{\lambda}.$$

Stała  $\tau$  jest zatem odwrotnością stałej rozpadu.

Już dawniej uczyniliśmy wzmiankę, że polon wytwarza na skutek swego rozpadu niepromieniotwórczy pierwiastek. Promieniowanie polonu, odizolowanego od substancji macierzystej, jest zatem wywołane przez jeden tylko pierwiastek, bez domieszki innych. Na podstawie teorii rozpadu wyprowadzamy stąd wniosek, że okres połowicznego zaniku promieniowania polonu równa się okresowi połowicznego rozpadu tego pierwiastka. Okres ten wynosi zatem 136,5 dni, czyli  $1,18 \cdot 10^7$  sekund (por. § 12).

Stała rozpadu polonu wynosi  $\frac{0,693}{1,18 \cdot 10^7} = 5,88 \cdot 10^{-8} \text{ sek}^{-1}$ .

Stałą rozpadu polonu i niektórych innych pierwiastków promieniotwórczych można wyznaczyć innym sposobem. W myśl teorii rozpadu szybkość rozpadu polonu jest równa liczbie cząstek  $\alpha$ , jaką polon wysyła w przeciągu sekundy. Oznaczmy tę liczbę przez  $n$ . Z równania 1) wynika zatem, że

$$\lambda = \frac{n}{N}.$$

Stosunek  $\frac{n}{N}$  możemy wyznaczyć, opierając się na fakcie, że  $2,19 \cdot 10^{-4} \text{ gr}$  polonu wysyła w przeciągu sekundy  $3,72 \times 10^{10}$  cząstek  $\alpha$ . Istotnie, wiedząc, że ciężar atomowy polonu wynosi 210, tak zwana zaś stała Loschmidta  $6,06 \cdot 10^{23}$ , znajdziemy, że

liczba  $N$  cząstek zawarta w  $2.19 \cdot 10^{-4}$  gr polonu równa się  $\frac{2.19 \cdot 10^{-4} \cdot 6.06 \times 10^{23}}{210} = 6.32 \cdot 10^{17}$ . A zatem mamy:

$$\lambda = \frac{3.72 \cdot 10^{10}}{6.32 \cdot 10^{17}} = 5.89 \cdot 10^{-8} \text{ sek}^{-1}.$$

Z tej wartości stałej rozpadu wynika, że średni okres trwania polonu równa się  $1.7 \cdot 10^7$  sek, czyli 197 dni.

Twierdzenie, że preparat promieniotwórczy, który wysyła cząstki  $\alpha$ , wysyła, zgodnie z prawem rozpadu, tych cząstek zupełnie określoną liczbę w przeciągu jednej sekundy, jest ściśle tylko w tym przypadku, gdy liczeniu była poddana bardzo wielka liczba cząstek, którą preparat wysyłał w przeciągu długiego czasu. Dzieląc znaną liczbę przez czas, w którym ona została wysłana, znajdziemy zupełnie określoną średnią wartość szybkości rozpadu. Jeżeli jednak będziemy liczyli liczbę cząstek wysyłanych w przeciągu liczących a krótkich okresów czasu, z których każdy równa się np. ułamkowi sekundy, znajdziemy, że na każdy taki odstęp przypada inna liczba cząstek. Każdemu takiemu okresowi czasu należy zatem przypisać inną prędkość rozpadu. Powiadamy, że liczba cząstek wysyłanych przez ciała promieniotwórcze ulega *fluktuacjom* czyli wahaniom. Prawo rozpadu jest prawem statystycznym; można je stosować tylko do wyników średnich czyli przeciętnych.

Rezultat ten można zgóry przewidzieć. W procesach promieniotwórczych ulega rozpadowi tylko pewien ułamek liczby atomów. Jednakowe pozornie atomy zachowują się niejednakowo: jedne z nich ulegają rozpadowi wcześniej, inne później. Gdybyśmy mogli izolować jeden tylko atom pierwiastka promieniotwórczego, doczekalibyśmy się może chwili, w której ulegnie on rozpadowi. Lecz nie moglibyśmy chwili tej ściśle oznaczyć. Zupełna nieznajomość warunków, jakie powodują rozpad atomu, sprawia, iż rozpad wydaje się dziełem przypadku. Możemy zatem co najwyżej badać, jakie jest prawdopodobieństwo, że atom w pewnej chwili się rozpadnie, albo że się nie rozpadnie. Z takiego badania wynika, że stała rozpadu  $\lambda$  jest liczbową miarą prawdopodobieństwa, że atom rozpadnie się w przeciągu jednostki czasu, która jest mała w porównaniu ze średnim okresem trwania pierwiastka promieniotwórczego.

Opiszemy obecnie jeszcze jeden przypadek, w którym można wyprowadzić okres połowicznego zaniku rozpadu pewnego pierwiastka  $A$  z krzywej zanikania promieniowania, jakkolwiek źródło tego promieniowania zawiera, prócz pierwiastka  $A$ , promieniotwórczy produkt  $B$  rozpadu tego pierwiastka. Przypuśćmy mianowicie, że atomy pierwiastka  $A$  rozpadają się szybko i wytwarzają atomy pierwiastka  $B$ , który rozpada się bardzo powoli (okres  $T_B$  jest długi w porównaniu z okresem  $T_A$ ); przypuśćmy dalej, że w pewnej chwili atomy pierwiastka  $B$  zostały usunięte, tak, iż początkowo mamy do czynienia jedynie z pierwiastkiem  $A$ . Z biegiem czasu przyłączy się do działania atomów pierwiastka

$A$  działanie wytwarzających się atomów  $B$ , jednakowoż działanie tych atomów będzie w okresie początkowym (bezpośrednio po wydzieleniu atomów  $B$ ) bardzo nieznaczne, albowiem one, rozpadając się bardzo powoli, stanowią bardzo słabe źródło promieniowania. Krzywa zanikania promieniowania, uzyskana w tym początkowym okresie, jest krzywą eksponencjalną i można określić z jej przebiegu okres połowicznego rozpadu pierwiastka  $A$ . Ilustrację niniejszego przypadku stanowi krzywa  $I$  na ryc. 32. Krzywa ta wyobraża graficznie zanikanie promieniowania wzbudzonego przez substancję promieniotwórczą, zwaną uranem  $X$ . Substancja ta na skutek rozpadu wytwarza pierwiastek zwany uranem  $II$ , który posiada bardzo długi okres połowicznego rozpadu (przeszło milion lat). Znaleziony z przebiegu krzywej  $I$  okres 23·8 dni jest okresem połowicznego zaniku uranu  $X$ <sup>1)</sup>.

### § 15. Równowaga promieniotwórczości.

Przechodzimy z kolei do drugiego z tych przypadków, które zostały wyszczególnione w § 14. Zajmiemy się mianowicie wnioskami, jakie można wyprowadzić z teorii rozpadu atomowego odnośnie do liczby atomów, tudzież do natężenia promieniowania pierwiastka, który nie jest odizolowany od pierwiastka macierzystego. Ograniczymy się jednak do przypadku, w którym okres  $T_A$  połowicznego zaniku pierwiastka macierzystego  $A$  jest znacznie dłuższy aniżeli okres  $T_B$  pierwiastka pochodnego  $B$ .

Istnieją pierwiastki promieniotwórcze, które posiadają okres połowicznego zaniku tak olbrzymi, że w okresach czasu, jakie są dostępne dla pomiarów, niepodobna jest stwierdzić, że one zanikają, czyli wyczerpują się. Do takich pierwiastków należy np. pierwotny uran: jego okres połowicznego zaniku liczy się na miliony lat (por. § 19). Liczba atomów takiego pierwiastka zmniejsza się z biegiem czasu tak niesłychanie powoli, że można założyć, iż jest ona niezmienna nawet w przeciągu długich okresów czasu. Ponieważ prędkość rozpadu pierwiastków promieniotwórczych jest proporcjonalna do liczby atomów, wynika zatem z powyższego założenia, że prędkość rozpadu takiego pierwiastka jest stała.

Oznaczmy stałą prędkość rozpadu bardzo powoli rozpadającego się pierwiastka macierzystego przez  $v_A$ , liczbę zaś jego

<sup>1)</sup> Uran  $X$  nie jest wprawdzie substancją jednolitą (por. § 19), jednakowoż fakt ten nie wpływa zupełnie na przebieg krzywej zaniku promieniowania.

atomów przez  $N_A$ . Przypuśćmy, że pierwiastek pochodny  $B$  posiada stałą rozpadu  $\lambda_B$ ; liczbę jego atomów oznaczamy przez  $N_B$ . Gdyby pierwiastek  $B$  nie był promieniotwórczy i nie rozpadał się wcale, wówczas liczba jego atomów wzrastałaby nieustannie ze stałą szybkością, równą szybkości rozpadu pierwiastka macierzystego. Ponieważ jednak pierwiastek  $B$  jest promieniotwórczy, ulega on zasadniczemu prawu rozpadu: w miarę jak liczba jego atomów wzrasta, zwiększa się również szybkość jego rozpadu. Z konieczności zostanie zatem osiągnięty po upływie pewnego odstępu czasu stan równowagi trwałej, zwanej równowagą promieniotwórczości. W tym stanie liczba powstających w jednostce czasu, na skutek rozpadu pierwiastka macierzystego, atomów pierwiastka  $B$  będzie równa liczbie atomów, które giną w jednostce czasu na skutek własnego rozpadu.

Liczba powstających w jednostce czasu atomów pierwiastka  $B$  jest szybkością rozpadu pierwiastka  $A$ , równa się zatem  $v_A$ . Z drugiej strony liczba ubywających w jednostce czasu atomów pierwiastka  $B$ , na skutek rozpadu, równa się  $\lambda_B N_B$  (równ. 1 § 14). W stanie równowagi promieniotwórczości spełnione będzie równanie:

$$v_A = \lambda_B N_B \dots \dots \dots 1)$$

Z równania tego wyprowadzamy wniosek, że liczba atomów pierwiastka pochodnego  $B$  będzie niezmienna w uważanym przypadku, gdy zostanie już osiągnięta równowaga promieniotwórczości, jakkolwiek pierwiastek ten posiada krótki okres połowicznego zaniku.

Jako ilustracja przypadku, do którego stosuje się równanie 1), mogą posłużyć substancje: uran i uran  $X$ . Jeżeli z uranu nie wydzielano przez czas dłuższy uranu  $X$ , panuje równowaga promieniotwórczości pomiędzy temi pierwiastkami i tu leży powód, że  $\beta$ -promieniowanie uranu, spowodowane obecnością uranu  $X$ , jest niezmienne. Jeżeli jednak uran  $X$  oddzielimy od uranu, stan równowagi zostanie zaburzony;  $\beta$ -promieniowanie zniknie początkowo w uranie zupełnie, zacznie jednak wzrastać, gdyż uran wytwarza na nowo uran  $X$ ; ten wzrost będzie trwał dopóty, dopóki znowu nie zostanie osiągnięty stan równowagi. Prawo, według którego wzrasta ilość uranu  $X$ , wyobraża graficznie krzywa  $II$  na ryc. 32 z tych powodów, z jakich krzywa  $I$  na tej samej rycinie wyobraża rozpad uranu  $X$ , który został oddzielony od uranu.



Warunek, jaki został wprowadzony celem otrzymania równania 1), że prędkość  $v_A$  rozpadu pierwiastka macierzystego winna być niezmienna, nie jest jednak dla osiągnięcia stanu równowagi istotny. Nawet w tych przypadkach, w których zanikanie pierwiastka macierzystego jest łatwo dostrzegalne, można powtórzyć rozumowanie, które doprowadziło do równania 1), o ile okres  $T_A$  jest znacznie dłuższy od okresu  $T_B$ . Weźmy mianowicie na uwagę odstęp czasu znacznie krótszy od okresu  $T_A$  połowicznego zaniku pierwiastka macierzystego, natomiast dłuższy od okresu  $T_B$  pierwiastka pochodnego. Można założyć, że liczba atomów pierwiastka macierzystego, a co za tem idzie również prędkość  $v_A$  jego rozpadu, jest w tym odstępie czasu niezmienna. Będzie zatem osiągnięty stan, w którym prędkość  $v_A$  stanie się równa prędkości  $\lambda_B N_B$  rozpadu pierwiastka pochodnego. Ten stan równowagi, raz już osiągnięty, będzie się utrzymywał i nadal; ponieważ jednak prędkość narastania pierwiastka pochodnego w rzeczywistości zmniejsza się z biegiem czasu, będzie się również zmniejszała liczba atomów tego pierwiastka, jednakowoż w taki sposób, że prędkość jego rozpadu będzie się wciąż dostosowywała do prędkości narastania. Warunek równowagi tego rodzaju otrzymujemy z równania 1), wstawiając do tego równania  $v_A = \lambda_A N_A$ , w czem  $\lambda_A$  oznacza stałą rozpadu pierwiastka macierzystego. W ten sposób otrzymujemy równanie następujące:

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B \dots \dots \dots 2).$$

Równanie 2) uczy, że w stanie równowagi, z jaką obecnie mamy do czynienia, liczba atomów pierwiastka pochodnego jest w każdej chwili proporcjonalna do liczby atomów pierwiastka macierzystego. A ponieważ pierwiastek macierzysty rozpada się zupełnie niezależnie od pierwiastka pochodnego, wynika stąd, że liczba  $N_A$  zmniejsza się z biegiem czasu według prawa eksponencjalnego. Tak samo zanika liczba  $N_B$  atomów pierwiastka  $B$ . Tempo rozpadu pierwiastka pochodnego jest w stanie równowagi narzucone przez pierwiastek macierzysty.

Żeby stan tego rodzaju odróżnić od stanu trwałej równowagi, w którym liczba atomów jest niezmienna (równ. 1), nazywamy równowagę promieniotwórczości, która jest określona przez wzór 2), równowagą przemijającą.

Ażeby dobrze zrozumieć sposób, w jaki wytwarza się stan przemijającej równowagi promieniotwórczości, obliczmy wzrost liczby atomów pierwiastka pochodnego w następującym przypadku konkretnym. Weźmy na uwagę stan po-

czątkowy, w którym 3 miliony atomów emanacji radowej odosobniono od pierwiastka zwanego radem  $A$ , który jest produktem rozpadu emanacji.

Emanacja radu rozpada się z okresem  $T_A = 3.83$  dni, rad  $A$  — z okresem  $T_B = 3$  minuty. Stałe rozpadu posiadają następujące wartości:  $\lambda_A = 2.097 \times 10^{-6} \text{ sek}^{-1}$ ,  $\lambda_B = 3.78 \times 10^{-3} \text{ sek}^{-1}$ . Emanacja rozpada się z prędkością  $v_A = \lambda_A N_A = 2.097 \times 10^{-6} \times 3 \times 10^6 = 6.29$  atomów na sekundę, czyli  $6.29 \times 30 = 190$  (okrągło) atomów na 30 sekund. Ta liczba jest tak mała wobec całkowitej liczby atomów emanacji, iż można założyć, że nawet w przeciągu 100 takich odstępów czasu (każdy po 30 sek.) prędkość rozpadu jest stała, a liczba atomów emanacji niezmienna.

Z pośród istniejącej w danej chwili liczby atomów radu  $A$  rozpada się w sekundzie ułamek  $\lambda_B = 3.78 \times 10^{-3}$ , a w przeciągu 30 sekund okrągło 0.1 (w założeniu, że rozpad dokonywa się jednostajnie). A zatem ze 190 atomów radu  $A$ , jakie wytworzyły się w pierwszym 30 sekundowym odstępie, rozpadnie się w tym odstępie  $190 \times 0.1 = 19$  atomów, pozostanie na końcu odstępu  $190 - 19 = 171$ .

W drugim 30-to sekundowym odstępie wytworzyło się 190 atomów radu  $A$  pozostało z pierwszego odstępu 171, co daje w sumie 361 atomów. Z tej liczby uległo rozpadowi  $361 \times 0.1 = 36$ , a zatem pozostało na końcu drugiego odstępu 325 i t. d.

Zestawienie liczb, odnoszących się do dalszych odstępów, zawiera następująca tablica.

Tablica III.

Liczba porządkowa odstępu czasu (30 sekund).	Liczba atomów radu $A$ , która powstała.	Liczba atomów radu $A$ , która pozostała z poprzedniego odstępu.	Suma liczb z dwu poprzednich kolumn.	Liczba atomów radu $A$ , która się rozpadła w tym odstępie.	Liczba atomów radu $A$ , która pozostała na końcu odstępu.
1	190	—	190	19	171
2	190	171	361	36	325
3	190	325	515	52	463
4	190	463	653	65	588
5	190	588	778	78	700
6	190	700	890	89	801
51	190	1702	1892	189	1703
52	190	1703	1893	189	1704
53	190	1704	1894	189	1705
54	190	1705	1895	190	1705
55	190	1705	1895	190	1705

Widzimy, że po upływie 54 trzydziestosekundowych odstępów czasu stan równowagi promieniotwórczości pomiędzy emanacją a radem  $A$  został już osiągnięty; w tym stanie liczba rozpadających się w jednym odstępie atomów (190) równa się liczbie powstałych na skutek rozpadu emanacji. Liczba istniejących atomów radu  $A$  jest w stanie równowagi równa 1705.

Jednakowoż rachunek powyższy daje obraz rzeczywistego przebiegu zjawiska tylko w przeciągu odstępu czasu, który jest krótki w porównaniu do okresu połowicznego zaniku emanacji. Już po upływie stu 30-sekundowych odstępów czasu staje się dostrzegalną zmiana szybkości rozpadu emanacji. A mianowicie, po upływie tego odstępu czasu liczba atomów emanacji, która uległa rozpadowi, równa się  $190 \times 100 = 19000$ . Pozostaje liczba  $3.000.000 - 19000 = 2.98 \times 10^6$ . Prędkość rozpadu staje się równą  $2.98 \times 10^6 \times 2.097 \times 10^{-6} = 6.24$  na sek., czyli 187 na 30 sekund. Należy uwzględnić tę zmianę szybkości rozpadu i wykonać nowe rachunki, zupełnie analogiczne do tych, których wyniki zawiera powyżej podana tablica. W ten sposób można się przekonać, że znowu ustali się w krótkim czasie stan równowagi, w którym liczba rozpadających się (w przeciągu 30 sekund) atomów radu  $A$  staje się równa 187. Liczba atomów radu  $A$ , która pozostaje na końcu każdego odstępu, zmniejsza się do 1687.

Tego rodzaju rachunki nie są oczywiście ścisłe. Zmniejszenie szybkości rozpadu emanacji nie dokonywa się bowiem skokami, lecz w sposób ciągły. Rozpad radu  $A$  nie dokonywa się również jednostajnie w przeciągu 30 sekund. Ścisłe rachunki można wykonać jedynie przy pomocy rachunku różniczkowego.

Równanie, które określa równowagę promieniotwórczości, stosuje się nie tylko do pierwszego lecz i do następnych produktów rozpadu pierwiastka macierzystego. Przypuśćmy, że pierwiastek  $B$  wytwarza na skutek swego rozpadu pierwiastek promieniotwórczy  $C$ , który, rozpadając się, wytwarza pierwiastek  $D$  i t. d. Okresy  $T_B, T_C, T_D \dots$  mogą być dowolne, byle wszystkie były krótkie w porównaniu do okresu połowicznego zaniku pierwiastka macierzystego. W tym przypadku również nastąpi, po upływie dostatecznie długiego okresu czasu, stan równowagi, w którym liczby atomów  $N_A, N_B, N_C \dots$  są określone przez równanie następujące:

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B = \lambda_C N_C = \dots \quad 3).$$

Istotnie, ponieważ w stanie równowagi pomiędzy pierwiastkami  $A$  i  $B$  tempo rozpadu pierwiastka  $B$  jest narzucone przez pierwiastek macierzysty, który rozpada się powoli, możemy zastosować, odnośnie do rozpadu pierwiastków  $B$  i  $C$ , to samo rozumowanie, które doprowadziło do równania 2), tak samo odnośnie do rozpadu pierwiastków  $C$  i  $D$  i t. d.

Z równań, które określają stan przemijającej równowagi promieniotwórczości, wyprowadzamy następujące wnioski.

1) Tempo rozpadu wszystkich pierwiastków, które znajdują się w równowadze z powoli rozpadającym się pierwiastkiem macierzystym, jest narzucone przez pierwiastek macierzysty. Wszystkie te pierwiastki rozpadają się według prawa eksponencjalnego, z okresem połowicznego zaniku, jaki posiada pierwiastek macierzysty.

To samo prawo stosuje się do zanikania promieniowania wzbudzonego przez pierwiastek macierzysty i produkty jego rozpadu. Stąd wynika, że z przebiegu krzywej zanikania promieniowania wywołanego przez pierwiastek macierzysty i jego produkty rozpadu można, o ile jest osiągnięty stan równowagi, określić czas połowicznego zaniku pierwiastka macierzystego.

Ilustrację tego przypadku stanowi krzywa zanikania toru  $X$  (ryc. 33). Ta część tej krzywej, która przebiega eksponencjalnie, odnosi się do stanu równowagi pomiędzy torem  $X$  i produktami jego rozpadu. Okres połowicznego zaniku tej krzywej, równy 3·64 dni, jest okresem połowicznego zaniku toru  $X$ .

Wnioskujemy w podobny sposób, na podstawie przebiegu krzywej promieniowania wzbudzonego przez emanację radu wraz z produktami jej rozpadu, że okres 3·83 dni (por. § 13) jest okresem połowicznego rozpadu samej emanacji.

Odstępstwa od przebiegu według prawa eksponencjalnego, jakie widzimy na krzywej zaniku promieniowania toru  $X$  w początkowych stadjach (por. ryc. 33), znajdują wytlumaczenie w okoliczności, że w tych stadjach nie został jeszcze osiągnięty stan równowagi pomiędzy torem  $X$  i dalszymi produktami rozpadu tego pierwiastka.

Wogóle we wszystkich przypadkach, w których mamy do czynienia z promieniotwórczością, która zanika z biegiem czasu nie według prawa eksponencjalnego, lecz w sposób bardziej zawiły, promieniowanie jest wzbudzone przez kilka pierwiastków, które nie znajdują się w stanie równowagi. Teoria rozpadu atomowego pozwala przewidzieć, jaki jest przebieg zanikania, jeżeli dane jest kolejne następstwo pierwiastków, tudzież okresy ich połowicznego zaniku. Naodwrot, z przebiegu krzywej zanikania promieniotwórczości można przy pomocy teorii wyznaczyć liczbę pierwiastków, które promieniowanie wzbudzają, tudzież okresy połowicznego zaniku.

2) Wielkość  $\lambda N$ , która określa szybkość rozpadu, równa się liczbie cząstek  $\alpha$  lub  $\beta$ , które pierwiastek promieniotwórczy wy-

szyła w jednostce czasu. Z równania 3) wynika zatem, że liczba cząstek  $\alpha$  i  $\beta$ , wysyłanych przez różne pierwiastki, które znajdują się w stanie równowagi, są jednakowe.

W § 6 został przytoczony rezultat liczenia cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez rad, który przez dłuższy czas nie był poddawany żadnym działaniom fizycznym ani chemicznym. Zrozumiemy obecnie, że warunek ten oznacza, że rad ma się znajdować w równowadze z produktami swego rozpadu. Jednakowoż w liczbie  $14.88 \times 10^{10}$  cząstek na sekundę, o jakiej była mowa w § 6, uwzględnione są tylko te cząstki, które wysyłają szybko rozpadające się produkty rozpadu radu. Przekonamy się w dalszym ciągu, że tych produktów jest trzy. Jednym z nich jest emanacja radu. Wraz z samym radem mamy zatem cztery pierwiastki, które razem wysyłają  $14.88 \times 10^{10}$  cząstek  $\alpha$  w sekundzie. Na sam rad, tudzież na każdy z produktów jego rozpadu w stanie równowagi, przypada zatem  $3.72 \times 10^{10}$  cząstek  $\alpha$  w sekundzie. Każdy z produktów rozpadu, który wysyła cząstki  $\beta$ , wysyła w sekundzie tyleż tych cząstek.

3) Weźmy na uwagę pierwiastek promieniotwórczy  $A$ , tudzież którykolwiek produkt jego rozpadu, np. pierwiastek  $B$ . Z warunku równowagi wynika, że:

$$\lambda_A : \lambda_B = N_B : N_A,$$

a ponieważ  $\lambda_A : \lambda_B = T_B : T_A$ , mamy również równanie:

$$T_A : T_B = N_A : N_B \dots \dots 4)$$

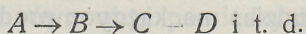
Związek ten znajduje ważne zastosowanie; korzystając z niego, możemy obliczyć okres  $T_A$  substancji macierzystej, która rozpada się tak powoli, że bezpośredni pomiar tego okresu jest niemożliwy.

Weźmy jako przykład rad i jego emanację. Wiemy, że 1 gram radu zawiera w stanie równowagi (t. zn. o ile rad nie był przez dłuższy czas poddawany działaniom, któreby mogły usunąć emanację z radu) o  $0.66 \text{ mm}^8$  emanacji. Liczba  $N_A$  atomów radu w 1 gramie równa się  $\frac{1}{226} \cdot 6.06 \cdot 10^{23} = 2.68 \cdot 10^{21}$ . W  $0.66 \text{ mm}^8$  emanacji znajduje się  $0.66 \times 2.704 \cdot 10^{19} = 1.78 \cdot 10^6$  atomów. Okres  $T_B$  połowicznego zaniku emanacji równa się 3.83 dni albo  $\frac{3.83}{365.24}$  lat. Przy pomocy tych danych znajdujemy z równ. 4, że

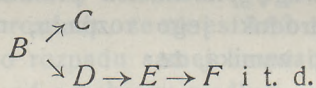
okres połowicznego zaniku radu równa się 1580 lat. Na średni okres życia radu (por. § 14) znajdujemy 2280 lat.

Równanie 4) uczy, że liczby atomów pierwiastków, które znajdują się w stanie równowagi, są wprost proporcjonalne do okresów połowicznego zaniku tych pierwiastków. Na jeden gram radu przypada tylko  $0,66 \text{ mm}^3$  emanacji dlatego, że emanacja zanika znacznie prędzej aniżeli rad. Ze sposobu, z jakiego został wyprowadzony warunek równowagi, wynika wreszcie, że liczba atomów pierwiastka pochodnego jest w stanie równowagi wogóle największą, jaką może wytworzyć pierwiastek macierzysty.

Dotychczas rozważaliśmy, jakie są warunki równowagi w przypadku, w którym wszystkie poszczególne atomy szeregu pierwiastków powstających z pierwiastka  $A$  ulegają rozpadowi prostemu, według schematu:



Weźmy obecnie na uwagę przypadek rozgałęzienia, w którym jedno z ogniw rozpadu, np. pierwiastek  $B$ , ulega podwójnemu rozpadowi, według schematu



Z całkowitej liczby  $N_B$  atomów pierwiastka  $B$  rozpada się w jednostce czasu liczba  $\lambda' N_B$ , wytwarzając atomy pierwiastka  $C$ , natomiast liczba  $\lambda'' N_B$  wytwarza na skutek rozpadu atomy pierwiastka  $D$ . Całkowita liczba rozpadających się w jednostce czasu atomów pierwiastka  $B$  równa się  $(\lambda' + \lambda'') N_B$ . Stąd wynika, że stała  $\lambda_B$  rozpadu pierwiastka  $B$  określona jest równaniem:

$$\lambda_B = \lambda' + \lambda'' \quad 5)$$

Niechaj pierwiastek  $D$ , rozpadając się, wytwarza pierwiastek  $E$  i t. d. Nie troszczymy się natomiast, co dzieje się z atomami pierwiastka  $C$ .

W stanie równowagi spełnione będą równania:

$$\begin{aligned} \lambda' N_B &= \lambda_C N_C \\ \lambda'' N_B &= \lambda_D N_D = \lambda_E N_E \text{ i t. d.} \end{aligned} \quad 6)$$

Oznaczywszy doświadczalnie stałą  $\lambda_B$ , tudzież stosunek

$$\frac{\lambda_C N_C}{\lambda_D N_D} = \frac{\lambda'}{\lambda''},$$

jaki zachodzi pomiędzy liczbami rozpadających się w sekundzie atomów pierwiastków  $C$  i  $D$ , można wyznaczyć stałe  $\lambda'$  i  $\lambda''$ .

Wyprowadźmy w sposób ogólny równanie, które określa liczbę  $N_B$  atomów pierwiastka pochodnego  $B$ , w czasie  $t$ , jeżeli są dane następujące wielkości: liczba atomów  $N_{A0}$  pierwiastka macierzystego  $A$ , tudzież liczba  $N_{B0}$  pierwiastka pochodnego  $B$  w chwili  $t=0$ ; prócz tego znane są stałe rozpadu  $\lambda_A$ ,  $\lambda_B$  obu tych pierwiastków.

Pierwiastek macierzysty  $A$  rozpada się niezależnie od pierwiastka pochodnego; jego szybkość rozpadu jest określona przez prawo Rutherforda i Soddy'ego:

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A \dots\dots 1)$$

Stąd wynika równanie:

$$N_A = N_{A0} e^{-\lambda_A t} \dots\dots 2)$$

Celem obliczenia szybkości, z jaką zmienia się liczba atomów pierwiastka pochodnego, należy uwzględnić, że pierwiastek macierzysty wytwarza na skutek swego rozpadu nowe zapasy atomów pierwiastka  $B$ , tudzież, że pierwiastek  $B$  rozpada się z szybkością, która zależy od liczby jego atomów; mamy zatem równanie:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \dots\dots 3)$$

Jest to równanie różniczkowe, które całkujemy, zakładając:

$$N_B = uv, \quad \frac{dv}{dt} + \lambda_B v = 0 \dots\dots 4)$$

Uwzględniwszy warunki początkowe, znajdujemy z łatwością wzór:

$$N_B = N_{B0} e^{-\lambda_B t} + N_{A0} \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \dots\dots 5)$$

Równanie 5) jest zupełnie ogólne; wyprowadzając je, nie uczyniliśmy żadnych założeń o stosunku stałych  $\lambda$ , albo, co na jedno wychodzi, o stosunku okresów połowicznego zaniku pierwiastków  $A$  i  $B$ .

Przeprowadźmy dyskusję równania 5) najpierw w tym szczególnym przypadku, w którym okres  $T_A$  jest bardzo duży w porównaniu z okresem  $T_B$ ; wtedy stała  $\lambda_A$  jest bardzo mała w porównaniu ze stałą  $\lambda_B$ . Jest zatem w przybliżeniu:

$$\lambda_B - \lambda_A = \lambda_B.$$

Założmy w dalszym ciągu, że obserwacje liczby atomów są dokonywane w takim momencie  $t$ , że stosunek  $\frac{t}{T_A}$ , a zatem również iloraz  $\lambda_A t$  jest bardzo małym ułamkiem; w tym przypadku wyraz  $e^{-\lambda_A t}$  jest bardzo mało różny od jedności. Zakładamy wreszcie, że w chwili  $t=0$  jest  $N_{B0} = 0$ , to znaczy, że zaczynamy obserwacje w chwili, gdy pierwiastek pochodny został oddzielony od pierwiastka macierzystego. W tych założeniach wzór 5) przyjmuje następującą postać:

$$N_B = N_{A0} \frac{\lambda_A}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) \dots\dots 6)$$

Z równania 6) wyprowadzamy następujące wnioski:

1) Po upływie czasu  $t$  długiego w porównaniu z okresem  $T_B$  wyraz  $e^{-\lambda_B t}$  staje się bardzo mały; wówczas stosuje się wzór:

$$N_B \lambda_B = N_{A0} \lambda_A \dots \dots \dots 7)$$

Równanie 7) określa stan równowagi trwałej pierwiastków  $A$  i  $B$ . W tym stanie liczba  $N_B$  atomów pierwiastka pochodnego jest niezmienna.

2) Jeżeli odstęp czasu  $t$  nie jest bardzo duży wobec okresu  $T_B$ , wówczas liczba atomów pierwiastka pochodnego  $B$  wzrasta z biegiem czasu według równania 6). Równanie to można napisać również w kształcie następującym:

$$N_B = \bar{N}_B (1 - e^{-\lambda_B t}) \dots \dots \dots 8)$$

w czym  $\bar{N}_B = \frac{N_{A0} \lambda_A}{\lambda_B}$  oznacza tę liczbę atomów pierwiastka  $B$ , jaka ustali się po osiągnięciu stanu trwałej równowagi (po upływie bardzo długiego odstępu czasu).

Przypuśćmy, że po osiągnięciu stanu równowagi oddzieliśmy liczbę  $\bar{N}_B$  atomów pierwiastka  $B$  od pierwiastka macierzystego; liczba ta będzie zanikała według równania:

$$N_B = \bar{N}_B e^{-\lambda_B t} \dots \dots \dots 9)$$

Wyobrażeniem graficznym równań 8) i 9) są krzywe  $I$  i  $II$  na ryc. 32. Suma liczb w dowolnej chwili, obliczona z równań 8) i 9), jest równa  $\bar{N}_B$ .

Prosty rachunek uczy, że po upływie odstępu czasu siedm razy większego od okresu  $T_B$  liczba  $N_B$  w równ. 8) będzie już tylko niespełna o 1% mniejsza aniżeli liczba  $\bar{N}_B$ ; już wówczas będzie, praktycznie rzeczy biorąc, osiągnięty stan równowagi. Stan równowagi ustala się oczywiście tem szybciej, im krótszy jest okres  $T_B$  połowicznego zaniku pierwiastka  $B$ .

Wróćmy obecnie do równania 5). Przypuśćmy, że znowu jest  $N_{B0} = 0$ , tudzież  $T_A > T_B$  czyli  $\lambda_A < \lambda_B$ . Jednakowoż nie zakładamy, że odstęp czasu  $t$  jest bardzo mały w porównaniu z okresem  $T_A$ ; nie można zatem przyrównać wyrazu  $e^{-\lambda_A t}$  do jedności. Natomiast zakładamy, że odstęp  $t$  jest tak duży wobec  $T_B$ , że wyraz  $e^{-\lambda_B t}$  można przyrównać do zera. W tych założeniach równanie 5) przechodzi w równanie następujące:

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_{A0} e^{-\lambda_A t} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A \dots \dots \dots 10)$$

W przybliżeniu możemy napisać równanie:

$$\lambda_B N_B = \lambda_A N_A \dots \dots \dots 11)$$

Równanie 11), które określa stan równowagi przemijającej pierwiastków  $A$  i  $B$ , zostało już szczegółowo omówione.

Sposób, w jaki zmienia się z biegiem czasu liczba  $N_B$ , określony przez równanie 5), zależy od warunków początkowych, czyli od wartości liczb  $N_{A0}$ ,  $N_{B0}$  w chwili  $t = 0$ .

W zastosowaniach praktycznych posiadają znaczenie dwa przypadki szczególne:



I. Okres  $T_A$  jest dłuższy od okresu  $T_B$ ; w chwili początkowej istnieje stan równowagi pomiędzy  $A$  i  $B$ .

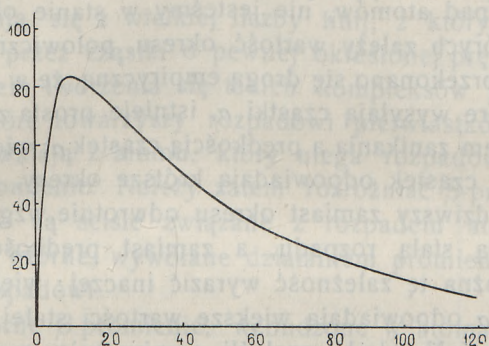
W tym przypadku liczba  $N_B$  zanika, według równania 10), w tempie pierwiastka macierzystego.

II. W chwili początkowej  $t=0$  jest  $N_{B0} = 0$ . W tym przypadku stosuje się równanie:

$$N_B = N_{A0} \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \dots \dots \dots 12)$$

Z dyskusji tego równania wynika, że liczba  $N_B$  początkowo wzrasta z biegiem czasu, dochodząc w pewnej chwili do maximum, poczem się zmniejsza.

Weźmy na uwagę następujący przykład:  $T_A = 36$  minut,  $T_B = 2.16$  minut ( $\lambda_A = 3.21 \times 10^{-4} \text{ sek}^{-1}$ ,  $\lambda_B = 5.35 \times 10^{-3} \text{ sek}^{-1}$ ),  $N_{A0} = 100$ . W tych założeniach graficznym wyobrażeniem równania 12) jest krzywa, jaką widzimy na



Ryc. 37.

ryc. 37. Według takiej samej krzywej zmienia się z biegiem czasu natężenie promieniowania wzbudzonego działaniem pierwiastka  $B$ .

Naodwrot, gdybyśmy na podstawie pomiarów otrzymali krzywą zanikania promieniowania, jaką wyobraża ryc. 37, wyprowadzilibyśmy wniosek, że promieniowanie jest wywołane przez pewien pierwiastek promieniotwórczy, który jest w zetknięciu ze swym pierwiastkiem macierzystym. Analiza krzywej okazałaby, że te pierwiastki posiadają okresy połowicznego zaniku, które wynoszą 36 minut i 2.16 minut.

Jednakowoż analiza taka nie dałaby odpowiedzi na pytanie, który ze znalezionych okresów należy przypisać pierwiastkowi macierzystemu. Albowiem równanie 12) jest symetryczne względem stałych  $\lambda_A$  i  $\lambda_B$  i nic się w tem równaniu nie zmieni, jeżeli zamiast  $\lambda_A$  wprowadzimy do równania  $\lambda_B$  i naodwrot. Żeby zatem znaleźć odpowiedź na postawione pytanie, należy oddzielić od siebie oba pierwiastki i zbadać promieniowanie każdego oddzielnie.

### § 16. Reguła Geigera i Nuttalla.

Opisaliśmy trzy metody, zapomocą których można wyznaczyć okres połowicznego rozpadu pierwiastków promieniotwórczych. Najprostszą z nich jest metoda, w której okres rozpadu

wyznaczamy z zanikania promieniowania. Dwie inne metody są metodami pośrednimi; jedna z nich jest oparta na liczeniu cząstek, wysyłanych w jednostce czasu przez pierwiastek promieniotwórczy, druga jest zastosowaniem równania, które określa stan równowagi pierwiastków, powstających kolejno jeden z drugiego (równ. 4, § 15).

Skala zmienności okresów różnych pierwiastków promieniotwórczych jest olbrzymia. Uran np. posiada okres połowicznego rozpadu, który liczy się na wiele milionów lat; niektóre pierwiastki zanikają z okresem, który równa się małej ułamkowi sekundy. Ponieważ nie znamy jeszcze mechanizmu, jaki powoduje rozpad atomów, nie jesteśmy w stanie określić czynników, od których zależy wartość okresu połowicznego zaniku. Jednakowoż przekonano się drogą empiryczną, że w szeregu pierwiastków, które wysyłają cząstki  $\alpha$ , istnieje prosta zależność pomiędzy okresem zanikania a prędkością cząstek  $\alpha$ : większym prędkościom tych cząstek odpowiadają krótsze okresy.

Wprowadziwszy zamiast okresu odwrotnie względem niego proporcjonalną stałą rozpadu, a zamiast prędkości — zasięg cząstek  $\alpha$ , można tę zależność wyrazić inaczej: większym zasięgom cząstek  $\alpha$  odpowiadają większe wartości stałej rozpadu.

Geiger i Nuttall znaleźli empirycznie następującą regułę, która łączy stałą rozpadu  $\lambda$  z zasięgiem  $R$ :

$$\log \lambda = A + B \log R.$$

Wartości stałych  $A$  i  $B$  są różne w różnych grupach pierwiastków promieniotwórczych. W t. zw. szeregu uranowo-radowym<sup>1)</sup> pierwiastków jest  $A = -41.6$ ,  $B = +60.4$ , w szeregu uranowo-aktywnym mamy  $A = -41.6$ ,  $B = 55.3$ , wreszcie w szeregu torowym jest  $A = -45.5$ ,  $B = 63.8$ .

Reguła Geigera i Nuttalla posiada tę praktyczną wartość, że w przypadkach, w których zawodzą powyżej opisane metody pomiaru okresu połowicznego rozpadu, można przy jej pomocy wyznaczyć stałą rozpadu, lub też okres połowicznego zaniku.

Weźmy dla przykładu pierwiastek promieniotwórczy zwany torem  $C'$ ; wysyłając cząstki  $\alpha$  o wielkim zasięgu  $8.17 \text{ cm}$ , pierwiastek ten rozpada się tak szybko, że niepodobna jest znaleźć

<sup>1)</sup> Por. § 19 i nast.

doświadczalnie jego okresu połowicznego zaniku; z reguły Geigera i Nuttalla wynika, że stała rozpadu tego pierwiastka równa się około  $10^{11} \text{ sek}^{-1}$ , okres zaś połowicznego zaniku około  $10^{-11}$  sekundy.

Dla pierwiastków, które wysyłają promienie  $\beta$ , nie znamy reguły, któraby była analogiczna do reguły Geigera i Nuttalla. Albowiem każdy pierwiastek, który rozpada się z wydzieleniem cząstek  $\beta$ , wysyła — w przeciwieństwie do pierwiastków, które wysyłają cząstki  $\alpha$  — kompleks cząstek  $\beta$  o rozmaitych prędkościach. Pole magnetyczne rozkłada taki kompleks na „widmo  $\beta$ -promieniowania“. Widma takie bywają niekiedy ciągłe, niekiedy składają się z wielkiej liczby linii, z których każda jest wytworzona przez cząstki o pewnej określonej prędkości. Głównym powodem tworzenia się takich kompleksów jest  $\gamma$ -promieniowanie, które towarzyszy rozpadowi pierwiastków. Promienie gamma wyzwalają z atomu, który ulega rozpadowi, różnorakie wtórne  $\beta$ -promienie. Należy zatem rozróżniać  $\beta$ -promienie pierwotne, które są ściśle związane z rozpadem atomu, tudzież  $\beta$ -promienie wtórne, wywołane działaniem promieni  $\gamma$ , które towarzyszą rozpadowi.

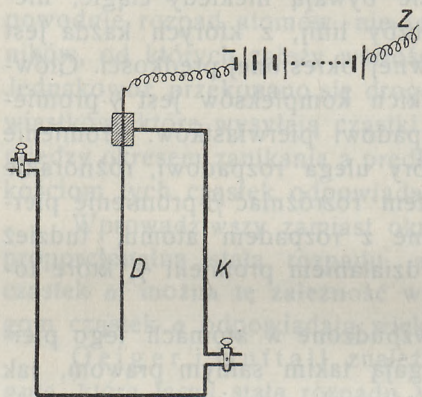
Te wtórne  $\beta$ -promienie, wzbudzone w atomach tego pierwiastka, który się rozpada, ulegają takim samym prawom, jak promienie wtórne wywołane w atomach pierwiastków zwykłych, na które pada z zewnątrz obce  $\gamma$ -promieniowanie. Można zatem, zmierzwszy prędkość różnych  $\beta$  cząstek, które wchodzi w skład widma  $\beta$ -promieniowania, obliczyć długość fali promieniowania  $\gamma$ , które je wzbudza. W niektórych przypadkach  $\beta$ -promieniowanie jest wyłącznie promieniowaniem wtórnem: w tych mianowicie, w których rozpadowi atomu towarzyszą promienie  $\alpha$  i  $\gamma$  (np.  $\beta$ -prom. radu).

Wszystko przemawia za tem, że każdy pierwiastek, który rozpada się, wysyłając cząstki  $\beta$ , wysyła pierwotne cząstki  $\beta$  o ściśle określonej prędkości. Jednakowoż nie mamy dotąd sposobów, by z zawiłego kompleksu całkowitego widma  $\beta$ -cząstek wydzielić promienie pierwotne i określić ich prędkość.

### § 17. Produkty rozpadu emanacji radu.

Emanacje są pierwiastkami promieniotwórczemi, a zatem, podobnie jak pierwiastki macierzyste, z których powstają (rad, tor i aktyl), rozpadają się i wytwarzają nowe pierwiastki. Badanie

produktów rozpadu emanacji ułatwia w znacznym stopniu fakt, iż można je koncentrować na ciałach naelektryzowanych ujemnie. Niechaj w naczyniu  $K$  (ryc. 38) zebrana będzie emanacja radu, sposobami, które były opisane w § 13. Do naczynia  $K$  wprowadzamy drut  $D$ , izolowany, połączony z ujemnym biegunem silnej baterji, której biegun dodatni jest złączony z ziemią. Po takiej kilku-, kilkunasto- lub kilkudziesięciominutowej ekspozycji drutu wyjmujemy go z naczynia  $K$  i badamy jego promieniotwórczość. Przekonamy się z łatwością, czy to przy pomocy elektroskopu, czy też ekranu fluoryzującego, że drut stał się promieniotwórczy; wysłał promienie, które, zbadane znanymi sposobami, okazują się mieszaniną promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ .



Ryc. 38.

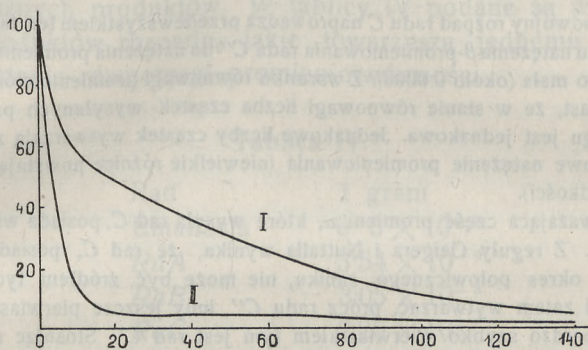
Substancja promieniotwórcza zbiera się na drucie podczas jego ekspozycji w emanacji w postaci niezmiernie cienkiego stałego osadu, o masie tak małej, że można ją wykryć i badać jedynie dzięki temu, że jest promieniotwórcza. Jeżeli np. drut zanurzymy w kwasie solnym lub siarkowym, znajdziemy, że po wyjęciu z tych kwasów nie jest on już promieniotwórczy; natomiast promieniotwórczość pojawia się w kwasach. Wnosimy na podstawie tego faktu, że osad zebrany na drucie rozpuszcza się w kwasie solnym i siarkowym. W podobny sposób można się przekonać, że osad nie rozpuszcza się w kwasie azotowym.

Rozżarzywszy drut do wysokiej temperatury, sprawimy, że osad promieniotwórczy zniknie z drutu, natomiast pojawi się na zimnych ciałach, które znajdowały się w sąsiedztwie drutu. Wiodącą jest zatem rzeczą, że osad ulega sublimacji.

Emanacja wytwarza na skutek swego rozpadu osad promieniotwórczy na wszystkich ciałach, z którymi się styka, a zatem np. na ścianach naczynia, w którym jest zamknięta. Ujemne naelektryzowanie tych przedmiotów powoduje, że koncentracja osadu się zwiększa.

Promieniotwórczość osadu wytworzonego przez rozpad emanacji zmniejsza się z biegiem czasu. Jeżeli np. drut  $D$  był poddany ekspozycji w emanacji w przeciągu 5 godzin, zanikanie  $\alpha$ -promieniowania osadu zebranego na drucie wyobraża krzywa  $I$  na ryc. 39.

Jeżeli natomiast ekspozycja trwała tylko kilkanaście minut, zanikanie  $\alpha$ -promieniowania osadu wyobraża krzywa  $II$  na tej rycinie. Krzywe zaniku posiadają kształt różniący się wybitnie od kształtu krzywej eksponencjalnej. Na podstawie teorii rozpadu atomowego wyprowadzamy zatem wniosek, że osad promieniotwórczy nie jest pierwiastkiem jednolitym.



Ryc. 39.

Można dokonać analizy krzywych zanikania promieniotwórczości osadu, otrzymywanych w różnych warunkach. W ten sposób można określić liczbę pierwiastków, z których składa się ten osad, tudzież wyznaczyć okresy połowicznego zaniku tych pierwiastków.

Analizy osadu promieniotwórczego można dokonać również w sposób bezpośredni: możemy mianowicie wydzielić z osadu pierwiastki, z których on się składa, zapomocą odpowiednio dobranych reakcji chemicznych lub procesów fizycznych. Oddzielwszy pewien pierwiastek od innych, można nanowo określić jego okres połowicznego zaniku, tudzież wyznaczyć miejsce, w którym on występuje w szeregu produktów rozpadu.

Rezultaty, do jakich doprowadziła analiza osadu promieniotwórczego, wytwarzanego przez emanację radu, są następujące.

Z atomów emanacji radu, po wydzieleniu cząstek alfa, powstaje pierwiastek zwany radem  $A$  ( $RaA$ ), o masie atomowej

$222 - 4 = 218$ . Rad  $A$  rozpada się dalej, z okresem połowicznego zaniku 3 minuty, wydzielając cząstki  $\alpha$ . Produkt rozpadu radu  $A$  posiada masę atomową  $222 - 4 = 218$  i nazywa się radem  $B$  ( $RaB$ ). Rad  $B$ , zanikając z okresem połowicznego zaniku 26,8 minut, wysyła cząstki beta i przechodzi w pierwiastek promieniotwórczy rad  $C$  ( $RaC$ ) o masie atomowej 214.

Rad  $C$  ( $T = 19,7$  minut) ulega podwójnemu rozpadowi. Znaczna część jego atomów wydziela cząstki beta i tworzy bardzo krótkotrwały produkt  $RaC'$ ; pozostała niewielka reszta wysyła cząstki alfa i daje źródło ubocznemu produktowi, zwanemu  $RaC''$  ( $T = 1,32$  min).

Na podwójny rozpad radu  $C$  naprowadza przede wszystkim ten fakt, że wartość stosunku natężenia  $\beta$ -promieniowania radu  $C''$  do natężenia promieniowania radu  $C$  jest bardzo mała (około 0,0003). Z warunku równowagi promieniotwórczości wynika natomiast, że w stanie równowagi liczba cząstek wysyłanych przez każdy człon szeregu jest jednakowa. Jednakowe liczby cząstek wytwarzają zawsze niemal jednakowe natężenie promieniowania (niewielkie różnice powstają na skutek różnicy prędkości).

Przeważająca część promieni  $\alpha$ , które wysyła rad  $C$ , posiada wielki zasięg około 7 cm. Z reguły Geigera i Nuttalla wynika, że rad  $C$ , posiadający duży stosunkowo okres połowicznego zaniku, nie może być źródłem tych cząstek. Rad  $C$  musi zatem wytwarzać, prócz radu  $C''$ , inny jeszcze pierwiastek, rozpadający się bardzo szybko. Pierwiastkiem tym jest rad  $C'$ . Stosując regułę Geigera i Nuttalla, znajdujemy, że okres połowicznego zaniku radu  $C'$  równa się zaledwie  $1,5 \times 10^{-8}$  sekundom.

Powyżej wyszczególnione produkty, z których każdy zanika stosunkowo szybko, stanowią główne źródło promieniowania osadu, badanego w czasie krótkim po ukończeniu ekspozycji. Po upływie kilku godzin po ukończeniu ekspozycji promieniotwórczość osadu, wytworzonego przez emanację radu, zanika do małego ułamka wartości początkowej; produkty, szybko się rozpadające, zanikają w przeciągu tego czasu tak dalece, że promieniotwórczość, jaką jeszcze posiadają, już wcale w rachubę nie wchodzi. Jednakowoż, badając osad w dalszym ciągu, przekonamy się, że promieniotwórczość, przekroczywszy minimum, bardzo powoli wzrasta. Jest to dowód, że z produktów, szybko się rozpadających, tworzą się nowe, rozpadające się powoli.

$RaC'$ , wydzielając cząstki alfa, tworzy pierwiastek  $RaD$  o masie atomowej 210.  $RaD$ , posiadający okres  $T$ , równy 16 lat, wydziela cząstki beta, dając źródło pierwiastkowi  $RaE$  ( $T = 4,85$  dni). Z radu  $E$  wytwarza się  $RaF$ , o masie atomowej

210, o okresie  $T$  równym 136,5 dni.  $RaF$ , wydzielający cząstki alfa, okazał się identyczny z polonem. Polon, czyli  $RaF$ , przechodzi w pierwiastek  $RaG$ , który jest ostatecznym, nieczynnym już produktem rozpadu radu; masa atomowa tego produktu równa się  $210 - 4 = 206$ .

Preparaty radowe, które przez długi okres czasu nie były poddawane żadnym działaniom, ani chemicznym, ani fizycznym, zawierają wszystkie powyżej wyszczególnione produkty rozpadu emanacji w ilościach, które można znaleźć na podstawie zasadniczego prawa równowagi (§ 15, równ. 3). Należy w tym celu wiedzieć, jakie są okresy połowicznego zaniku, tudzież ciężary atomowe różnych produktów. W tabelicy IV podane są w gramach ilości produktów rozpadu, jakie towarzyszą jednemu gramowi radu w stanie równowagi promieniotwórczości.

Tabelica IV.

Rad	1 gram
Emanacja	$6 \cdot 5 \times 10^{-6}$
$RaA$	$3 \cdot 54 \times 10^{-9}$
$RaB$	$3 \cdot 05 \times 10^{-8}$
$RaC$	$2 \cdot 25 \times 10^{-8}$
$RaC'$	circa $5 \times 10^{-18}$
$RaC''$	$6 \times 10^{-13}$
$RaD$	$9 \cdot 4 \times 10^{-3}$
$RaE$	$7 \cdot 8 \times 10^{-6}$
$ReF(Po)$	$2 \cdot 19 \times 10^{-4}$

W rudach radonośnych stan równowagi między produktami rozpadu radu jest osiągnięty; produkty te znajdują się w tych rudach w ilościach, które są określone przez liczby, zawarte w powyższej tabelicy. A zatem np. tona blendy smołowej, w której ilość radu równa się  $0 \cdot 2$  gr radu, zawiera zaledwie  $6 \cdot 10^{-9}$  gr radu  $B$ ,  $4 \times 10^{-5}$  gr polonu i t. p.

W zwykłych badaniach laboratoryjnych można rozporządzać kilkoma lub kilkunastoma miligramami radu. Ilości produktów rozpadu są wówczas bardzo małe. Mimo to można te produkty badać ilościowo, można badać ich własności fizyczne i chemiczne, można je izolować od innych, przynajmniej na przeciąg pewnego czasu. Możliwość tych badań daje świadectwo potędze elektrometrycznych metod badania.

Opiszemy obecnie najprostsze sposoby, zapomocą których można oddzielać od siebie różne produkty rozpadu emanacji radowej.

Rad  $A$  można otrzymać w dużej koncentracji na bardzo krótko na drucie naelektryzowanym, który tylko na kilka sekund był zanurzony w emanacji.

Jeżeli osad promieniotwórczy wytwarzał się na drucie albo na blasze w emanacji w przeciągu kilku godzin, wówczas będzie zawierał mieszaninę radu  $A$ ,  $B$ ,  $C$ . Po usunięciu osadu z emanacji, rad  $A$  zanika sam przez się bardzo szybko. Z pozostałej mieszaniny można  $RaB$  i  $RaC$  oddzielić od siebie w różny sposób. Jeżeli np. blaszkę pokrytą osadem ogrzejemy do temperatury około  $200^{\circ}C$ , wyparuje z niej tylko  $RaB$ ; rad  $C$  pozostaje, gdyż ulatnia się znacznie trudniej aniżeli rad  $B$ ; jeżeli zatem w pobliżu ogrzewanej blaszki z osadem umieścimy inną zimną, skondensuje się na niej rad  $B$ .

Do oddzielenia radu  $B$  i radu  $C$  można użyć sposobów chemicznych. Jeżeli np. osad, będący mieszaniną tych pierwiastków, rozpuścimy w skoncentrowanym kwasie solnym, jeżeli następnie utworzony roztwór rozcieńczymy wodą i zanurzymy do roztworu blaszkę niklową, wówczas rad  $C$  wydzieli się na tej blaszce na skutek procesu elektrochemicznego, natomiast rad  $B$  pozostanie w roztworze. Rozdziału można dokonać również zapomocą elektrolizy; słaby prąd wydziela rad  $C$  na katodzie; rad  $B$  pozostaje w roztworze.

Oczywistą jest rzeczą, że można dokonać izolacji produktów rozpadu emanacji tylko na czas krótki; izolowane produkty po dokonaniu izolacji rozpadają się i wytwarzają dalsze produkty rozpadu.

W preparatach radowych, które były przez kilka lat szczelnie zamknięte, również na przedmiotach, które przez czas dłuższy były zanurzone w emanacji radowej, wytwarzają się w większych ilościach powoli rozpadające się pierwiastki  $RaD$ ,  $RaF$  i polon.

Z mieszaniny tych pierwiastków można wydzielić rad  $D$ , opierając się na tej własności, że pierwiastek ten pod względem chemicznym zachowuje się identycznie tak samo jak ołów; inaczej mówiąc, rad  $D$  jest izotopem ołowiu<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Porówn. § 23.



Jeżeli zatem preparat radowy albo osad promieniotwórczy rozpuścimy w kwasie solnym i dodamy do roztworu odrobinę np. chlorku ołowiu, wówczas można strącić z roztworu rad  $D$  wraz z ołowiem zapomocą jakiegokolwiek reakcji, która strąca ołów.

Rad  $D$  można wydzielić z osadu wytworzonego przez rozpad emanacji w następujący sposób: rozpuszczamy osad w skoncentrowanym kwasie azotowym, następnie poddajemy ten roztwór odparowaniu; na ścianach naczynia pozostaje osad, który zawiera rad  $D$ . Jeżeli natomiast do roztworu zanurzymy blaszkę niklową, wydziela się na niej rad  $E$ ; można również elektrolizować ten roztwór przy użyciu elektrod ze srebra; rad  $E$  wydziela się na katodzie.

Polon można wydzielić z blendy smołowej przy pomocy reakcyj, które izolują bizmut. Celem otrzymania polonu można również wyjść z roztworu osadu emanacji albo też z roztworu soli radowej; do roztworu zawierającego polon zanurzamy blaszkę miedzianą albo bizmutową na kilkanaście minut; polon osadza się na tych blaszkach; osadza się również na katodzie złotej albo platynowej przy elektrolizowaniu roztworu słabym prądem.

Poznanie sposobów izolacji produktów rozpadu emanacji, albo innego pierwiastka promieniotwórczego, prowadzi do określenia chemicznych własności tych produktów, a co za tem idzie do wyznaczenia miejsca, jakie te produkty zajmują w układzie perjodycznym pierwiastków. Miejsce to wskazuje t. zw. liczba atomowa danego pierwiastka. Naodwrot, chcąc scharakteryzować pewien pierwiastek pod względem chemicznym, możemy zadołować się wskazaniem, jaka jest jego liczba atomowa.

W pomiarach ilości radu, zawartego w badanej próbce, posługujemy się najczęściej wzorcami, które zawierają znaną ilość radu. Mierzymy mianowicie stosunek natężenia promieniowania wzbudzonego działaniem promieni  $\gamma$ , wysyłanych przez wzorzec i przez próbkę badaną. Stosunek ten równa się stosunkowi ilości radu (o ile rad znajduje się w stanie równowagi z produktami  $B$  i  $C$ , które wysyłają promienie  $\gamma$ ). Zarówno wzorzec jak i próbka badana mogą być ściśle zamknięte w cienkościennych rurkach. Wzorce radu są porównane wprost albo pośrednio z wzorcami międzynarodowymi. Jeden z nich znajduje się w Paryżu (21·99 mg najczystszej chlorku radu), drugi w Wiedniu (31·17 mg  $\text{RaCl}_2$ ).

Jeżeli próbka badana zawiera rad w bardzo małej ilości, mierzymy tę ilość pośrednio, wprowadzając próbkę w roztwór i mierząc ilość emanacji przez rad wywiązywanej. W takich pomiarach posługujemy się roztworami wzorcowymi, które zawierają małe lecz znane ilości radu. Do pomiarów emanacji możemy używać przyrządu, wyobrażonego na ryc. 34. Wprowadzamy do tego przyrządu kolejno emanację z roztworu wzorcowego i z roztworu, który zawiera

próbkę badaną. Ze stosunku natężeń promieniowania obliczamy stosunek ilości emanacji. Wiedząc, ile emanacji wywiązuje 1 gram radu w stanie równowagi, obliczamy z ilości emanacji ilość radu.

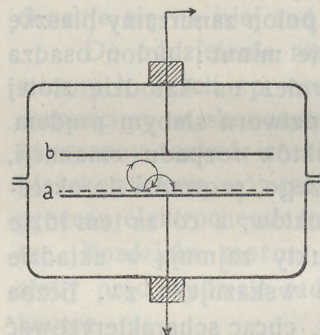
### § 18. Promienie $\delta$ . Odskok promieniotwórczy.

Na pierwszy rzut oka wydaje się rzeczą niezrozumiałą, że produkty rozpadu emanacji osadzają się na ciałach naelektryzowanych ujemnie. Fakt ten dowodzi przecież, że atomy radu  $A$ , bezpośredniego produktu emanacji, są naelektryzowane dodatnio, podczas gdy atom emanacji wysyła podczas rozpadu również dodatnio naelektryzowaną cząstkę  $\alpha$ ; należałoby zatem sądzić, że pozostałość atomu, po wydzieleniu cząstki  $\alpha$ , posiadać będzie nabój ujemny.

Podobnie jak atomy emanacji, zachowują się inne atomy pierwiastków promieniotwórczych, które rozpadają się z wydzieleniem cząstki  $\alpha$ . Reszty atomowe tych pierwiastków są, podobnie jak rad  $A$ , naelektryzowane dodatnio.

Widoczną jest zatem rzeczą, że w atomach, które wysyłają cząstki  $\alpha$ , zachodzą pewne procesy wtórne, na skutek których atomy te tracą elektrony i zyskują wskutek tej straty naładowanie dodatnie.

Istotnie można okazać, że cząstkom  $\alpha$ , wysyłanym przez ciała promieniotwórcze, towarzyszą elektrony, które



Ryc. 40.

są obdarzone bardzo małymi prędkościami. Są to tak zwane promienie  $\delta$ . Promienie te tworzą się również w zwykłych ciałach, które są uderzane zewnątrz przez promienie  $\alpha$ .

Promienie  $\delta$  zostały odkryte przez J. J. Thomsona przy pomocy aparatu, który jest naszkicowany na ryc. 40.

Płyta  $a$  kondensatora, umieszczonego w zamkniętym naczyniu w próżni, jest powleczona cienką warstwą substancji, wysyłającej cząstki  $\alpha$ , natomiast płyta  $b$ , izolowana, jest połączona z elektroskopem. Udzieliwszy płycie  $b$  elektrycznego ładunku, mierzymy prędkość, z jaką ten ładunek znika; otóż stwierdzono, że strata ładunku jest szybsza w przypadku, gdy ładunek płyty  $b$  jest dodatni, powolniejsza, gdy ten ładunek jest ujemny. Wyprowadzamy stąd wniosek, że warstwa promieniotwórcza, która

powleka płytę  $a$ , wysyła więcej elektronów (promieni  $\delta$ ) aniżeli cząstek  $\alpha$ .

Jeżeli przyrząd wstawimy w słabe nawet pole magnetyczne, stwierdzimy, że szybkość straty dodatniego ładunku płyty  $b$  staje się równa zeru: promienie  $\delta$ , bardzo „miękkie“, czyli powolne, zakreślają nawet w słabym polu magnetycznym ostre łuki; na skutek tego wracają do płyty  $a$  i nie dochodzą zupełnie do płyty  $b$ .

Promienie  $\delta$  towarzyszą również promieniom  $\beta$ , lecz w stopniu słabszym, aniżeli w przypadku promieni  $\alpha$ .

Promienie  $\delta$  różnią się od promieni  $\beta$  jedynie prędkością; na skutek małej prędkości nie jonizują powietrza i nie działają na płytę fotograficzną.

Przyjrzyjmy się jeszcze z innej strony procesowi wysyłania cząstek  $\alpha$ . Z prawa akcji i reakcji wynika, że atom pierwiastka, wyrzucający cząstkę  $\alpha$  w pewnym kierunku, doznaje impulsu w kierunku przeciwnym, zyskując w tym odskoku prędkość tem większą, im mniejsza jest jego masa. Ponieważ masy atomowe prawie wszystkich pierwiastków promieniotwórczych są około 50 razy większe od masy cząstki  $\alpha$ , wynika stąd, że atomy, które wysyłają cząstki  $\alpha$ , nabywają w odskoku prędkości około 50 razy mniejszej od prędkości cząstek  $\alpha$ .

Przy wysyłaniu cząstek  $\beta$  atomy doznają również odskoku, z prędkością znacznie mniejszą aniżeli w przypadku wysyłania cząstek  $\alpha$ .

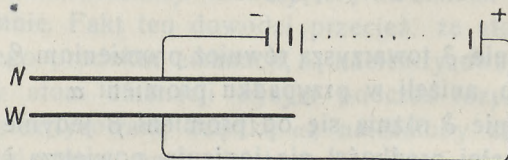
Rozpędzone na skutek odskoku pozostałości atomowe ciał wysyłających cząstki  $\alpha$ , naelektryzowane dodatnio, tworzą roje promieni dodatnich, tem tylko różnych od promieni  $\alpha$ , że energia ich ruchu jest znacznie mniejsza.

Odskok promieniotwórczy odgrywa ważną rolę w zjawiskach promieniotwórczości: można niekiedy skorzystać z tego zjawiska celem oddzielenia pierwiastka pochodnego od pierwiastka macierzystego.

Przypuśćmy np., że emanacja radu jest zamknięta w naczyniu, pod bardzo małym ciśnieniem. Wówczas atomy pozostałości atomów emanacji, rozpędzone w odskoku, zbierają się równomiernie na ścianach naczynia. Jeżeli natomiast emanacja jest zmieszana z powietrzem, wówczas atomy pozostałości tracą szybko swą prędkość, nabytą w odskoku, na skutek spotkań z cząstkami powietrza. Można je jednak rozpędzić przez pole wytworzone

działaniem ciała naelektryzowanego ujemnie. Ciało takie przyciągnie do siebie atomy pozostałości; w ten sposób tworzy się osad promieniotwórczy.

Działaniem odskoku można oddzielić np. rad *B* od radu *A*. W tym celu ustawiamy płytę *W* (ryc. 41), wystawioną uprzednio przez krótki czas na działanie emanacji, naprzeciwko płyty *N*,



Ryc. 41.

w małej od niej odległości. Płytę *W* łączymy z biegunem dodatnim, płytę zaś *N* z biegunem ujemnym silnej baterji. Na płycie *N* zbierają się na skutek odskoku atomy radu *B*.

### § 19. Szereg uranowo-radowy.

Poznaliśmy szereg zmian pierwiastków promieniotwórczych, których substancją macierzystą, czyli punktem wyjścia szeregu, jest rad. Czy jednak ten szereg jest zupełny? Zważmy, że okres połowicznego zaniku radu wynosi okragło 1600 lat. Jest to okres czasu długi w porównaniu do czasu życia ludzkiego; w doświadczeniach laboratoryjnych niepodobną zatem jest rzeczą stwierdzić, że rad się wyczerpuje, że zanika z biegiem czasu. Jednakowoż w przeciągu dłuższych okresów czasu dezintegracja radu musi pozostawiać widoczne ślady; np. w przeciągu 25.000 lat (jest to okres czasu jeszcze bardzo krótki w porównaniu z okresami geologicznymi) z pewnej masy radu pozostanie zaledwie około jednej tysięcznej, reszta rozpadnie się, zamieni się na różne produkty rozkładu i przestanie istnieć jako rad. Łatwo znaleźć drogą rachunku, że, gdyby cała nawet ziemia była początkowo utworzona z czystego radu, to w obecnem stadjum historii naszego globu nie możnaby już wcale skonstatować istnienia radu.

Dochodzimy zatem do wniosku, że obecnie jeszcze muszą istnieć procesy radjoaktywne, w których rad się tworzy; musi istnieć substancja, która dla radu jest substancją macierzystą i której produktem rozpadu jest rad, podobnie np. jak emanacja

radowa jest produktem rozpadu radu. Oczywiście jest rzeczą, że ta substancja macierzysta radu musi znajdować się w minerałach, zawierających rad, a więc np. w blendzie smołowej. Stosunek masy tej substancji do masy radu powinien być stały, z tych samych powodów, które, w myśl teorii dezintegracji, zapewniają stałość stosunku emanacji radowej do radu.

Oddawna już zauważono, że wszystkie minerały, zawierające rad, zawierają również uran, i to w stosunku stałym: na jedną wagową część radu przypada zawsze około 3 milionów części uranu. Nasuwa się zatem przypuszczenie, że uran jest ową substancją macierzystą, która przez dezintegrację wytwarza rad. Przypuszczenie powyższe zostało doświadczalnie potwierdzone przez Fr. Soddy'ego w następujący sposób: sól uranową, którą oczyszczono najstaranniej drogą chemiczną z przymieszek radu, jakieby się w niej mogły znajdować, rozpuszczono w wodzie. Roztwór ten bezpośrednio po sporządzeniu nie zawiera w sobie ani śladu emanacji promieniotwórczych, gdyż uran nie wytwarza emanacji. Jeżeli jednak z uranu na skutek dezintegracji powstaje rad, wówczas w roztworze znajdować się będą po upływie dostatecznie długiego czasu ślady radu tudzież emanacji radowej, wytworzonej na skutek dezintegracji radu. Otóż Soddy przekonał się, że istotnie w roztworze soli uranowej pojawia się z biegiem czasu emanacja radowa; rad zatem wytwarza się przez rozpad uranu. Jednakowoż rad nie jest bezpośrednim produktem rozpadu uranu.

Uran pierwotny, zwany uranem I, posiada ciężar atomowy 238; wysyła on cząstki  $\alpha$  i zamienia się w uran  $X_1$ , pierwiastek o ciężarze atomowym 234. Uran  $X_1$  ulega podwójnemu rozpadowi; przeszło 99% jego atomów zamienia się na skutek  $\beta$ -promieniotworzenia w bardzo krótkotrwały pierwiastek uran  $X_2$ , reszta natomiast, która wysyła również cząstki  $\beta$ , wytwarza uran Z. Uran  $X_2$  wysyła cząstki  $\beta$  i wytwarza uran II, pierwiastek o ciężarze atomowym 234. Uran II, podobnie jak uran  $X_1$ , rozpada się podwójnie; około 3% jego atomów wysyła cząstki  $\alpha$  i wytwarza uran  $Y^1$ , reszta zaś atomów (97%), wysyła cząstki  $\alpha$  o innej prędkości i wytwarza jonium. Zarówno uran Y jak jonium posiadają ciężar atomowy 230. Z jonium, na skutek rozpadu, któremu towarzyszą cząstki  $\alpha$ , wytwarza się rad, uran zaś Y jest substancją macierzystą aktynu. Szereg pierwiastków, w którym jest zawarty

<sup>1)</sup> Por. § 20.

uran *I*, rad, tudzież wszystkie produkty rozpadu tych pierwiastków (z wyjątkiem aktynu i jego produktów) nazywamy szeregiem uranowo-radowym. Produkty, powstające z rozpadu aktynu, tworzą szereg aktynowy, który jest odgałęzieniem szeregu uranowo-radowego.

W tablicy V zestawiony jest szereg uranowo-radowy, wraz z najważniejszymi wielkościami, które charakteryzują jego poszczególne człony. Skrót *CA* oznacza ciężar atomowy, zaś *LA* liczbę atomową; liczba ta określa miejsce, które pierwiastek zajmuje w układzie periodycznym pierwiastków.

Tablica V.  
Szereg uranowo-radowy.

Symbol	Nazwa	<i>T</i>	Promienie	<i>C. A.</i>	<i>L. A.</i>
<i>UI</i>	Uran <i>I</i>	$4.5 \times 10^9$ lat	$\alpha$	238	92
$\downarrow$ <i>UX<sub>1</sub></i> —	Uran <i>X<sub>1</sub></i>	23.8 dn.	$\beta, \gamma$	234	90
$\downarrow$ <i>UX<sub>2</sub></i>	Uran <i>Z</i>	6.7 godz.	$\beta$	234	91
$\downarrow$ <i>UX<sub>2</sub></i>	Uran <i>X<sub>2</sub></i>	1.17 min.	$\beta, \gamma$	234	91
$\downarrow$ <i>UII</i> —	Uran <i>II</i>	10 <sup>6</sup> lat	$\alpha$	234	92
$\downarrow$ <i>UY</i>	Uran <i>Y</i>	24.6 godz.	$\beta$	230	90
$\downarrow$ <i>Jo</i>	Jonium	$7.6 \times 10^4$ lat	$\alpha, \gamma$	230	90
$\downarrow$ <i>Ra</i>	Rad	1580 lat	$\alpha, \beta, \gamma$	226	88
$\downarrow$ <i>RaEm</i>	Emanacja rad.	3.83 dn.	$\alpha$	222	86
$\downarrow$ <i>RaA</i>	Rad <i>A</i>	3.05 min.	$\alpha$	218	84
$\downarrow$ <i>RaB</i>	Rad <i>B</i>	26.8 min.	$\beta, \gamma$	214	82
$\downarrow$ <i>RaC</i> —	Rad <i>C</i>	19.7 min.	$\alpha, \beta, \gamma$	214	83
$\downarrow$ <i>RaC'</i>	Rad <i>C''</i>	1.32 min.	$\beta, \gamma$	210	81
$\downarrow$ <i>RaC'</i>	Rad <i>C'</i>	circa $1.5 \times 10^{-8}$ sek.	$\alpha$	214	84
$\downarrow$ <i>RaD</i> ←	Rad <i>D</i>	16 lat	$\beta, \gamma$	210	82
$\downarrow$ <i>RaE</i>	Rad <i>E</i>	4.85 dn.	$\beta, \gamma$	210	83
$\downarrow$ <i>RaF(Po)</i>	Polon	136.5 dn.	$\alpha, \gamma$	210	84
$\downarrow$ <i>RaG</i>	Ołów ur. rad.	—	—	206	82

W § 12 został opisany sposób oddzielenia z uranu substancji, która otrzymała nazwę uranu *X*. Substancja ta nie jest jednolita, składa się z czterech pierwiastków: *UX<sub>1</sub>*, *UX<sub>2</sub>*, *UY* i *UZ*.

Promieniotwórczość uranu  $Y$  tudzież uranu  $Z$  jest bardzo mała w porównaniu z promieniotwórczością innych członów szeregu uranowo-radowego; stąd wyprowadzamy wniosek, że dwa te pierwiastki powstają na skutek odgałęzień szeregu głównego.

Okres połowicznego zaniku uranu  $X$  (23·8 dni) jest okresem połowicznego zaniku uranu  $X_1$ ; obecność uranu  $X_2$  nie wpływa na długość tego okresu, gdyż uran  $X_2$  zanika bardzo szybko i jest zawsze w równowadze z uranem  $X_1$ . Z drugiej strony, na okres połowicznego zaniku uranu  $X_1$  nie wywierają dostrzegalnego wpływu uran  $Y$  i uran  $Z$ , gdyż liczba atomów tych pierwiastków jest bardzo mała w porównaniu z liczbą atomów uranu  $X_1$ . Uran  $X_2$  można oddzielić od uranu  $X_1$ ; jeżeli np. do roztworu uranu  $X$  zanurzymy płytę ołowianą, wydzieli się na niej uran  $X_2$ , podczas gdy uran  $X_1$  pozostanie w roztworze.

Okres połowicznego zaniku uranu  $X_2$  równa się zaledwie 1·17 minut; dlatego pierwiastek ten nosi inną nazwę „*brevium*”.

Wszystkie reakcje, które wydzielają z roztworu uranu  $X$  uran  $X_2$ , wydzielają również uran  $Z$ , albowiem pierwiastki te są izotopami. W promieniotwórczości mieszaniny uranu  $X_2$  i uranu  $Z$ , w stadiach następujących bezpośrednio po wydzieleniu tych pierwiastków, przeważa promieniotwórczość uranu  $X_2$ ; jednakowoż w stadiach późniejszych, na skutek szybkiego zanikania uranu  $X_2$ , przeważa promieniotwórczość uranu  $Z$ .

Ponieważ uran  $X_2$  i uran  $Z$  posiadają jednakowe liczby atomowe i ponieważ każdy z nich wysyła cząstki  $\beta$ , obadwa te pierwiastki zamieniają się na skutek rozpadu w uran  $II$ .

Celem wydzielenia uranu  $Y$  najlepiej jest wyjść z pierwotnego uranu, od którego oddzielono uran  $X$ ; w pozostałości wytwarza się uran  $X_1$  bardzo powoli, natomiast uran  $Y$  stosunkowo szybko. A zatem, pomimo, iż te pierwiastki są izotopami, w osadach otrzymywanych na skutek reakcyj, które je strącają (np. reakcyj, które strącają żelazo) przeważa uran  $Y$ . Okres połowicznego zaniku tego pierwiastka wynosi 24·6 godzin.

Pozostałość, jaką otrzymujemy z uranu po oddzieleniu uranu  $X$ , wysyła dwa rodzaje cząstek  $\alpha$ , o zasięgu 2·53 i 2·91 *cm* w warunkach normalnych. Pozostałość składa się zatem z dwu pierwiastków. Dano im nazwy uran  $I$  i uran  $II$ . Pierwiastków tych nie można w żaden sposób rozdzielić, albowiem są one izotopami. Ze wszystkich pierwiastków uran  $I$  posiada największy ciężar atomowy, równy 238. Jego okres połowicznego zaniku

można wyliczyć różnymi sposobami; wiedząc np. że rad jest jednym z produktów rozpadu uranu *I*, możemy w tym celu zastosować prawo równowagi (§ 15, równ. 4); należy w rachunku uwzględnić, że okres połowicznego rozpadu radu wynosi 1580 lat, tudzież, że w stanie równowagi stosunek masy radu do masy uranu równa się  $3 \cdot 4 \times 10^{-7}$ ; w ten sposób znaleziono, że okres połowicznego zaniku uranu *I* wynosi  $4 \cdot 4 \times 10^9$  lat. Ten sam rząd wartości okresu daje reguła Geigera-Nuttalla, w założeniu, że uran *I* wysyła cząstki  $\alpha$  o zasięgu 2.53 cm. Uran *II* wysyła zatem cząstki  $\alpha$  o zasięgu 2.91 cm. Z reguły Geigera-Nuttalla wyprowadzamy, że okres połowicznego zaniku uranu *II* wynosi około miliona lat.

Ze stosunku okresów połowicznego zaniku uranu *I* i uranu *II*, przy pomocy równania, które określa stan równowagi, znajdujemy, że na 1 gram uranu *I* przypada w stanie równowagi zaledwie 0.25 miligrama uranu *II*. Tem tłumaczy się, że obecność uranu *II* nie wywiera wpływu na wynik pomiaru ciężaru atomowego. Ciężar atomowy mieszaniny uranu *I* i uranu *II* jest prawie ściśle równy ciężarowi atomowemu uranu *I*<sup>1)</sup>.

Że *UZ* powstaje na skutek podwójnego rozpadu uranu  $X_1$ , wynika z faktu, że stosunek ilości uranu  $X_1$  i uranu *Z* w mieszaninie „uran *X*“ jest zawsze stały, bez względu na długość odstępu czasu, jaki upłynął od chwili strącenia tej mieszaniny. Co do uranu *Y*, zakładamy po prostu, że pierwiastek ten powstaje na skutek podwójnego rozpadu uranu *II*. Jednakowoż założenie to nie jest jeszcze ugruntowane należycie (por. § 20).

Uran *II*, wysyłając cząstki  $\alpha$ , zamienia się na pierwiastek o ciężarze atomowym 230. Pierwiastkowi temu nadano nazwę jonium. Z jonium wytwarza się rad. Jonium, jako substancja należąca do szeregu uranowo-radowego, znajduje się we wszystkich rudach uranowych; można ją wydzielić z tych rud zapomocą reakcyj chemicznych, które wydzielają tor, albowiem tor i jonium są izotopami. Ponieważ rudy uranowe zawierają zawsze jako przymieszkę tor, jonium wydzielone z tych rud jest zawsze zmieszane z torem.

<sup>1)</sup> Znaleziony doświadczalnie ciężar atomowy uranu (*UI* + *UII*) wynosi 238.18. Ze związku genetycznego pomiędzy uranem a radem wynika, że ciężar atomowy uranu *I* winien wynosić 238. Różnicy pomiędzy temi liczbami nie zdołano dotąd wytłumaczyć. Jest rzeczą możliwą, że mieszanina uranu *I* i uranu *II* zawiera izotop uranu o jeszcze większym ciężarze atomowym.



Okres połowicznego zaniku jonium można wyznaczyć pośrednio, np. w następujący sposób. Oddzielamy starannie jonium (wraz z torem) z uranu. Na skutek rozpadu uranu jonium wytwarza się na nowo z pewną szybkością. Znalazłszy tę szybkość, można przy pomocy teorii rozpadu znaleźć drogą rachunku okres połowicznego zaniku. Otrzymano w ten sposób okres  $7.6 \times 10^4$  lat.

### § 20. Szereg uranowo-aktynowy.

Nazwa tego szeregu pochodzi od aktynu, pierwiastka, który został wydzielony z blendy smołowej przez Debierné'a. Właściwości chemiczne aktynu są bardzo podobne do własności lantanu, można jednak dwa te pierwiastki oddzielić od siebie.

Aktyń, odłączony od produktów rozpadu, jest pierwiastkiem o tak słabej promieniotwórczości, że nie można jej wykryć doświadczalnie. Z teorii rozpadu promieniotwórczego<sup>1)</sup> wynika jednak, że aktyń wysyła promienie  $\beta$ , jakkolwiek nie jest rzeczą wyjaśnioną, dlaczego te promienie niczem nazewnątrzą się nie objawiają.

Okres połowicznego zaniku aktynu jest stosunkowo niedługi, wynosi około 20 lat; stąd wynika, że istnieje substancja macierzysta, która nieustannie aktyn wytwarza; w przeciwnym przypadku pierwiastek ten zniknąłby już zupełnie oddawna. Jaka jest substancja macierzysta aktynu? Odpowiedź na to pytanie daje częściowo fakt, że aktyń towarzyszy zawsze uranowi w ten sposób, że stosunek promieniotwórczości aktynu do uranu ( $UI + UII$ ) jest we wszystkich rudach uranowych stały. Widoczną jest zatem rzeczą, że uran wytwarza aktyn bezpośrednio albo pośrednio; gdyby go wytwarzał bezpośrednio, możnaby wykryć z łatwością powstawanie aktynu w preparatach uranowych, które zostały oczyszczone starannie od produktów rozpadu uranu. Albowiem aktyn, jako pierwiastek rozpadający się szybko, również szybko wytwarza się z substancji macierzystej. Otóż nie można w preparatach uranowych wykryć powstawania aktynu. Wyprowadzamy stąd wniosek, że istnieje pomiędzy uranem a aktynem, jako substancja macierzysta aktynu, ogniwo pośrednie rozpadu, o długim okresie połowicznego zaniku. Istotnie zdołano w r. 1918 wydzielić z blendy smołowej (z pozostałości otrzymanych po oddzieleniu

<sup>1)</sup> Mianowicie z reguły Soddy'ego i Fajansa, por. § 24.

uranu i radu) pierwiastek promieniotwórczy, który wytwarza aktyn. Pierwiastkowi temu dano nazwę protaktynu. Protaktyn jest pod względem chemicznym podobny do tantalu (w perjodycznym układzie pierwiastków tantal znajduje się w szóstym, natomiast protaktyn w siódmym rzędzie V kolumny). Okres połowicznego zaniku protaktynu równa się 12000 lat; z liczby tej wynika, że w stanie równowagi promieniotwórczości jedna tona uranu zawiera 72 miligramy protaktynu.

Ponieważ stosunek promieniowań aktynu i uranu w stanie równowagi promieniotwórczej jest równy stosunkowi promieniowań uranu  $Y$  i uranu ( $UI + UII$ ), wyprowadzamy wniosek, że substancją macierzystą protaktynu jest uran  $Y$ , pierwiastek, który, jak wiemy, powstaje na skutek rozgałęzienia szeregu uranowego. Jednakowoż nie wiemy napewno, w którym ogniwie tego szeregu zachodzi rozgałęzienie. Jest rzeczą prawdopodobną, że uran  $Y$  powstaje jako ogniwo boczne na skutek podwójnego rozpadu uranu  $II$  (w stosunku około 3%). Należy zatem przypuścić, że ciężar atomowy protaktynu równa się 230, zaś aktynu 226, gdyż protaktyn, rozpadając się, wysyła cząstki  $\alpha$ . Przypuszczenie to znajdzie ugruntowanie doświadczalne dopiero wówczas, gdy uda się wyznaczyć bezpośrednio ciężar atomowy protaktynu. Dotychczas wyznaczenie ciężaru atomowego nie zostało dokonane, bądź to z powodu, że ilość wydzielonego protaktynu jest zbyt mała, bądź też, że czystość otrzymywanych preparatów nie była dostateczna.

Tablica VI zawiera zestawienie wszystkich pierwiastków, które pochodzą od uranu  $Y$ .

Bezpośrednim produktem rozpadu aktynu jest radioaktyn ( $T = 18.9$  dni), który z kolei wytwarza aktyn  $X$  ( $T = 11.2$  dni). Z aktynu  $X$  wytwarza się emanacja aktynu, tem różna od emanacji radu, że jej okres połowicznego zaniku jest znacznie krótszy, a ciężar atomowy nieco większy. Na skutek wielkiej szybkości, z jaką zanika emanacja aktynu, jej zdolność promieniotwórcza jest wielka i z tego względu nadaje się ona dobrze do wykonywania różnych efektownych doświadczeń.

Na ciałach zanurzonych w emanacji aktynu, szczególnie w przypadku, gdy ciała te są naelektryzowane ujemnie, tworzy się, podobnie jak w przypadku emanacji radu, stały osad promieniotwórczy.

Tablica VI.  
Szereg uranowo-aktynowy.

Symbol	Nazwa	$T$	Promienie	C. A.	L. A.
$UY$	Uran $Y$	24 6 godz.	$\beta$	230	90
$\downarrow$ $Pa$	Protaktyn	12000 lat	$\alpha$	230	91
$\downarrow$ $Ac$	Aktyń	20 lat	$\beta$	226	89
$\downarrow$ $RdAc$	Radjoaktyń	18·9 dn.	$\alpha, \beta, \gamma$	226	90
$\downarrow$ $AcX$	Aktyń $X$	11·2 dn.	$\alpha$	222	88
$\downarrow$ $AcEm$	Emanacja ak.	3·9 sek.	$\alpha$	218	86
$\downarrow$ $AcA$	Aktyń $A$	$1\cdot5 \times 10^{-3}$ sek.	$\alpha$	214	84
$\downarrow$ $AcB$	Aktyń $B$	36 min.	$\beta, \gamma$	210	82
$\downarrow$ $AcC$	Aktyń $C$	2·16 min.	$\alpha, \beta$	210	83
$\downarrow$ $AcC'$	Aktyń $C'$	4·76 min.	$\beta, \gamma$	206	81
$\downarrow$ $AcD$	Aktyń $D$ (ołów)	—	—	206	82

Poszczególne człony rozpadu emanacji aktyń okazują pod wieloma względami podobieństwo do produktów rozpadu emanacji radu. Jednakowoż szereg tych produktów urywa się wcześniej aniżeli w przypadku szeregu radowego, gdyż aktyń  $D$  jest już ostatnim, niepromieniotwórczym pierwiastkiem, podczas gdy rad  $D$  rozpada się i daje, jak wiemy, początek następnym długotrwałym członom szeregu.

### § 21. Szereg torowy.

Oprócz szeregu pierwiastków promieniotwórczych, które znajdują się w związku genetycznym z uranem, istnieje drugi szereg, zupełnie od uranowego niezależny, na którego czele stoi pierwiastek tor. Tor posiada wysoki ciężar atomowy (232) i znajduje się w licznych minerałach, zwykle w towarzystwie uranu i ziem rzadkich. Głównym źródłem toru jest piasek monazytowy, który zawiera 5%  $ThO_2$ , tudzież minerał torjanit z Cejlonu, zawierający

do 70% toru. W minerałach, w których znajduje się razem tor i uran, niema stałego stosunku pomiędzy ilościami toru i uranu. Stąd wynika, że toru nie łączy z uranem związek genetyczny, jaki zachodzi np. pomiędzy uranem i radem.

W badaniach promieniotwórczości toru posługujemy się zazwyczaj azotanem i wodorotlenkiem toru: azotanem, jeżeli nam chodzi o otrzymanie produktu zwanego torem *X* (por. § 12), zaś wodorotlenkiem — celem wydzielenia emanacji toru. Emanacja toru nie jest bezpośrednim produktem rozpadu toru. Z tablicy VII, zawierającej wszystkie pierwiastki, które należą do szeregu torowego, odczytujemy, że pomiędzy torem a jego emanacją istnieją cztery ogniwa pośrednie rozpadu: mezotor *I*, mezotor *II*, radjotor i tor *X*.

Tablica VII.  
Szereg torowy.

Symbol	Nazwa	<i>T</i>	Promienie	<i>C. A.</i>	<i>L. A.</i>
<i>Th</i>	Tor	$1.65 \times 10^{10}$ lat	$\alpha$	232	90
↓ <i>MsTh I</i>	Mezotor <i>I</i>	6.7 lat	$\beta$	228	88
↓ <i>MsTh II</i>	Mezotor <i>II</i>	6.13 godz.	$\beta, \gamma$	228	89
↓ <i>RdTh</i>	Radjotor	1.9 lat	$\alpha, \beta$	228	90
↓ <i>ThX</i>	Tor <i>X</i>	3.64 dn.	$\alpha$	224	88
↓ <i>ThEm</i>	Emanacja toru	54.5 sek.	$\alpha$	220	86
↓ <i>ThA</i>	Tor <i>A</i>	0.14 sek.	$\alpha$	216	84
↓ <i>ThB</i>	Tor <i>B</i>	10.6 godz.	$\beta, \gamma$	212	82
↓ <i>ThC</i>	Tor <i>C</i>	60.8 min.	$\alpha, \beta$	212	83
↓ <i>ThC'</i>	Tor <i>C'</i>	3.2 min.	$\beta, \gamma$	208	81
↓ <i>ThD</i>	Tor <i>D</i> (ołów tor.)	—	—	208	82

Z toru, który znajduje się w stanie równowagi z produktami rozpadu, można z łatwością wydzielić mezotor *I*: jeżeli mianowicie do roztworu soli torowej dodamy amonjaku, wówczas wytworzy się osad, który nie zawiera mezotoru *I*; pierwiastek

ten pozostaje w roztworze; wprowadźcie towarzyszy mu zawsze dalszy produkt rozpadu toru, mianowicie tor  $X$ ; ponieważ jednak okres połowicznego zaniku tego pierwiastka jest znacznie krótszy od okresu, z jakim rozpada się mezotor  $I$ , przeto tor  $X$  zanika po upływie niezbyt długiego czasu niemal w zupełności.

Ze względu, że mezotor  $I$  znajduje zastosowanie w medycynie, istnieje produkcja tego pierwiastka na wielką skalę; produkcja ta jest połączona z produkcją toru; jej punktem wyjścia jest piasek monazytowy. Mezotor  $I$  jest izotopem radu. Stąd pochodzi, że rad otrzymywany z minerałów uranowych, które zawierają jako przymieszkę tor, bywa zawsze zanieczyszczony mezotorem  $I$ .

Czysty mezotor  $I$  jest pierwiastkiem o promieniotwórczości niezmiernie słabej. Dopiero produkty rozpadu mezotoru  $I$  wytwarzają promieniowanie tak silne, iż preparaty mezotorowe, w których mezotor  $I$  znajduje się w równowadze z produktami swego rozpadu, promieniają silniej aniżeli rad w tej samej ilości. Mimo to preparaty mezotorowe są mniej cenne aniżeli radowe, z powodu, iż okres połowicznego zaniku mezotoru  $I$  jest krótki w porównaniu z okresem radu.

W świeżo wydzielonym mezotorze  $I$  wytwarza się stosunkowo szybko silne  $\beta$ -promieniowanie; jego źródłem jest produkt rozpadu mezotoru  $I$ , zwany mezotorem  $II$ . Ten produkt można z łatwością wydzielić z roztworu mezotoru  $I$ ; dodajemy w tym celu do roztworu odrobinę soli cyrkonowej; wówczas amonjak strąca z roztworu mezotor  $II$ , podczas gdy mezotor  $I$  pozostaje w roztworze.

Z roztworu mezotoru  $I$ , który przez dłuższy czas nie był poddawany żadnym działaniom chemicznym, można przez strącenie amonjakiem wydzielić dalszy produkt rozpadu toru, a mianowicie pierwiastek zwany radjotorem. Pierwiastek ten jest izotopem toru.

Radjotor jest substancją macierzystą toru  $X$ , który z kolei wytwarza emanację toru. Z emanacji, w sposób analogiczny jak w przypadku emanacji radowej, wytwarza się promieniotwórczy osad, którego ostatniem ogniwem jest nieczynny tor  $D$ , czyli ołów o ciężarze atomowym 208.

## § 22. Potas i rubid. — Promieniotwórczość zwykłych ziem i skał.

Oprócz pierwiastków, które należą do szeregów uranowego i torowego, znamy jeszcze dwa pierwiastki, które posiadają zdolność promieniowania: są to pierwiastki rubid (*C. A.* 85·5) i potas (*C. A.* 39·10). Oba te pierwiastki wysyłają „miękkie“  $\beta$ -promienie (czyli elektrony o małej stosunkowo prędkości), które posiadają małą przenikliwość, czyli wielki stosunkowo współczynnik absorpcji. Promieniotwórczość potasu i rubidu nie zależy od temperatury i jest własnością atomową tych pierwiastków. Zakładamy zatem, że rubid i potas ulegają bardzo powolnemu rozpadowi, chociaż nie zdołano dotąd wykryć bezpośrednio produktów tego rozpadu.

Promienie, jakie wysyła rubid, posiadają przenikliwość niemal taką samą jak promienie, które wysyła uran  $X_1$ ; natomiast natężenie promieniowania rubidu jest około 15 razy mniejsze aniżeli natężenie promieniowania jednakowej masy uranu, wywołanego na skutek obecności uranu  $X_1$ . Wyprowadzamy stąd wniosek, że okres połowicznego rozpadu rubidu jest około 15 razy większy od okresu uranu  $I$ .

Potas rozpada się jeszcze wolniej.

Najbogatsze źródło pierwiastków promieniotwórczych na ziemi stanowią rudy zawierające uran i tor w wielkich ilościach, a więc blenda smołowa z Jachimowa, ruda wydobywana w Katananga (belgijskie Kongo), karnotyt z Kolorado i t. p. Jednocześnie również pospolite ziemie i skały zawierają uran i tor, co prawda w ilościach tak małych, że można te pierwiastki wykryć, tudzież ich ilość zmierzyć tylko drogą pośrednią: mierzymy w badanej próbce minerału ilość emanacji radowej lub torowej, a ilość uranu i toru wyznaczamy z danych, które określają stan równowagi promieniotwórczości.

W ten sposób znaleziono, że w jednym gramie skorupy ziemskiej znajduje się przeciętnie około  $6 \cdot 10^{-6}$  gr uranu ( $2 \cdot 10^{-12}$  gr radu), tudzież około  $1 \cdot 6 \cdot 10^{-5}$  gr toru. Skały wybuchowe są bogatsze w uran i tor aniżeli skały osadowe. Woda morska zawiera tylko około  $10^{-15}$  gr radu na jeden gram.

Obecność radu i toru w skorupie ziemskiej powoduje, że powietrze znajdujące się w ziemi i w atmosferze, jak również wody źródlane, zawierają małe ilości, przedewszystkiem najtrwał-

szej emanacji radu. W powietrzu wyssanem wprost z ziemi znajduje się emanacja radu przeciętnie około  $2 \cdot 10^{-13}$  curie na  $1 \text{ cm}^3$  powietrza. Ilość jej w atmosferze jest na skutek zanikania mniejsza:  $1 \text{ cm}^3$  powietrza atmosferycznego zawiera przeciętnie  $10^{-16}$  curie emanacji radu. Emanacja znajdująca się w atmosferze ulega rozpadowi; produkty rozpadu można zebrać na długim, ujemnie naelektryzowanym, drucie rozpiętym w powietrzu. Po kilkugodzinnej ekspozycji drut zwijamy i badamy jego promieniotwórczość przy pomocy elektroskopu, spintaryskopu i t. p.

Promieniotwórczość ciał promieniotwórczych, które znajdują się w ziemi i w atmosferze, jest jednym z głównych czynników, które wytwarzają t. zw. naturalną jonizację powietrza. Naturalna jonizacja powietrza objawia się w ten sposób, że każde ciało naelektryzowane, pomimo najlepszej izolacji, traci powoli ładunek elektryczny.

Wody źródlane posiadają różne stopnie zawartości emanacji radu, np. wody z Jachimowa do 7500 emanów, z Gasteinu do 1000 emanów. Z polskich wód, naogół słabo promieniotwórczych, najbogatsze w emanację radu są słodkie wody w Lubieniu i w Truskawcu.

Jakkolwiek koncentracja pierwiastków promieniotwórczych w skorupie ziemskiej jest niezmiernie mała, to jednakowoż znaczenie tych pierwiastków jest dla globu ziemskiego bardzo ważne, ze względu na wielkie ilości ciepła, jakie powstają na skutek ich rozpadu.

Wiadomo, że wewnątrz ziemi posiada temperaturę znacznie wyższą aniżeli jej zewnętrzna skorupa. Od wnętrza płynie ku powierzchni ziemi nieustanny prąd ciepła, o natężeniu  $6 \times 10^{12}$  kaloryj na sekundę<sup>1)</sup>. Z powierzchni ziemi ciepło w tej samej ilości uchodzi do otaczającej ziemię przestrzeni w postaci promieniowania cieplnego. Gdyby ziemia nie posiadała własnych źródeł ciepła, musiałaby nieustannie ostygąć.

Obecność ciał promieniotwórczych przeciwdziała procesowi ostygnięcia. Ponieważ gram uranu, wraz ze wszystkimi produktami rozpadu w stanie równowagi promieniotwórczości, wydziela na

1) Natężenie równa się  $4\pi r^2 k \frac{dt}{dx}$ , w czem  $r$  oznacza promień ziemi,  $k$  jest przewodnictwem cieplnym skorupy ziemskiej, wreszcie  $\frac{dt}{dx}$  oznacza t. zw. gradient temperatury w skorupie ziemskiej (3,2 stopni na 100 metrów).

skutek rozpadu  $2.5 \times 10^{-8}$  kaloryj na sekundę, ilość uranu, która wystarczyła na pokrycie całkowitej straty ciepła ziemi, równa się  $\frac{6 \times 10^{12}}{2.5 \times 10^{-8}} = 2.4 \times 10^{20}$  gramów (toru wystarczyłoby  $9 \times 10^{20}$  gr).

Otóż ilość ta jest znacznie mniejsza od tej, jaką otrzymamy, gdy założymy, że cała kula ziemską posiada taką samą zawartość ciał promieniotwórczych, jaką znajdujemy w dostępnych dla nas warstwach zewnętrznej skorupy ziemskiej. Wyprowadzamy stąd wniosek, że zawartość uranu i toru w głębszych warstwach kuli ziemskiej jest mniejsza aniżeli na powierzchni. W przeciwnym bowiem przypadku temperatura ziemi podnosiłaby się nieustannie.

Wszystkie minerały, które zawierają uran lub tor, posiadają jako przymieszkę ołów i hel, pierwiastki, które są ostatecznymi, trwałymi produktami rozpadu promieniotwórczego. Im dłużej trwa proces rozpadu, inaczej mówiąc, im starszy jest minerał, tem większa będzie w nim zawartość ołowiu i helu. Z zawartości ołowiu lub helu, powstałych na skutek promieniotwórczego rozpadu, można określić wiek minerału, tudzież wiek formacji geologicznej, w której ten minerał się znajduje.

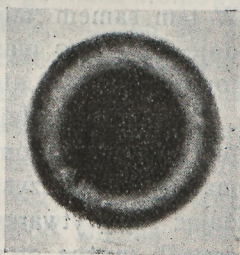
Dla przykładu weźmy na uwagę minerały, które zawierają uran; przypuśćmy, że zmierzono stosunek  $\frac{Pb}{U}$  ilości ołowiu do ilości uranu, znajdujących się w mineralu. Ponieważ z jednego grama uranu powstaje w przeciągu roku  $1.21 \times 10^{-10}$  gramów ołowiu, znajdujemy, że czas  $t$ , w przeciągu którego wytwarzał się ołów na skutek rozpadu uranu, określa równanie:  $t = \frac{Pb}{U} \cdot \frac{1}{1.21 \times 10^{-10}}$   
 $= \frac{Pb}{U} \times 8200$  milionów lat. Równanie to można stosować jednak tylko w przypadku, gdy czas  $t$  jest krótki w porównaniu z okresem połowicznego rozpadu uranu; w przeciwnym przypadku należy uwzględnić poprawkę, która wynika stąd, że ilość uranu zmniejsza się z biegiem czasu na skutek rozpadu. W ten sposób znajdujemy np., że minerał kleweit z Norwegji, w którym stosunek  $\frac{Pb}{U}$  równa się 0.19, posiada wiek 1350 milionów lat, cyrkon z Mozambiku 1600 milionów lat, natomiast cyrkon z północnej Karoliny tylko 270 milionów lat.

Inny sposób obliczenia wieku minerału polega na ocenie stopnia zabarwienia t. zw. pierścieni pleochroitycznych.



Wiadomo, że cząstki  $\alpha$  posiadają zdolność zabarwiania szkła, kwarcu, miki i wielu innych minerałów i materiałów. Stopień zabarwienia zależy od całkowitej liczby cząstek  $\alpha$ , które na minerał działały. Silny preparat promieniotwórczy wywołuje silny stopień zabarwienia już w przeciągu kilkunastu godzin; taki sam stopień zabarwienia można jednak wywołać działaniem słabego preparatu w przeciągu dostatecznie długiego czasu. Można sporządzić drogą empiryczną skalę stopni zabarwienia, wywołanych w pewnym mineralu działaniem preparatów o różnych natężeniach w przeciągu np. kilkunastu godzin; posługując się taką skalą, można następnie obliczyć długość czasu, w przeciągu którego winien działać preparat o znanym natężeniu, by wywołać zabarwienie o pewnym określonym stopniu.

Pierścienie pleochroiczne powstają w niektórych minerałach na skutek działania promieniotwórczych wrostów, zamkniętych w mineralu. Cząstki  $\alpha$  wysyłane przez te wrosty wywołują zabarwienie minerału w przestrzeni kulistej, o promieniu, który równa się zasięgowi cząstek  $\alpha$  w mineralu. Najsilniejsze zabarwienie występuje na końcowych częściach dróg cząstek  $\alpha$ . Miejsce zabarwione, oglądane przez mikroskop w cienkim skrawku minerału, występuje jako płaski ciemny krążek, otoczony pierścieniami, które w świetle spolaryzowanym okazują zjawisko pleochroizmu. Ryc. 42 wyobraża w silnym powiększeniu pierścień pleochroiczny, wytworzony w micy działaniem wrostu uranowego. Promień zewnętrzny pierścienia równa się  $0.033\text{ mm}$ ; długość ta jest równa zasięgowi w micy cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez  $RaC$ . Ilość uranu zawartego we wnętrzu pierścienia można określić z rozmiarów wrostu. Ocena stopnia zabarwienia pierścieni pleochroicznych w micy, która pochodzi z formacji dewońskiej, prowadzi do wniosku, że wiek tej formacji wynosi około 400 milionów lat.



Ryc. 42.

### § 23. O izotopach.

Zbadanie chemicznych własności ciał promieniotwórczych doprowadziło do wykrycia nieoczekiwanego i całkiem przedtem nieznanego faktu (Soddy 1910): istnieją pierwiastki o różnych

masach atomowych, które, mimo tych różnic, posiadają zupełnie jednakowe własności chemiczne, a również wiele fizycznych. Pierwiastki takie ulegają wszystkim reakcjom chemicznym w jednakowej mierze, jeżeli zatem są z sobą zmieszane, wówczas nie można ich od siebie oddzielić.

Wiadomo, iż zachowanie się chemiczne pierwiastka określa miejsce, jakie on zajmuje w układzie perjodycznym pierwiastków. Jeżeli zatem niektóre pierwiastki posiadają jednakowe własności chemiczne, należy je umieścić w tem samym miejscu układu perjodycznego. Stąd nazwa tych pierwiastków: *izotopy*. Wszystkie izotopy o jednakowych własnościach chemicznych nazywają się *plejadą*.

Wspomnieliśmy już poprzednio, że np. toru i jonium nie można zapomocą żadnych reakcyj oddzielić od siebie. Te dwa pierwiastki są zatem izotopami, należącemi do tej samej plejady. W tem samym miejscu układu perjodycznego, w którym znajduje się tor o masie atomowej 232, należy umieścić również jonium o masie atomowej 230.

Do innej plejady izotopów należy *RaD* i ołów. *RaD* jest pierwiastkiem promieniotwórczym, który, jak wiemy, można otrzymać w stanie czystym z emanacji radowej: emanacja ta, rozpadając się, wytwarza po pewnym czasie *RaD*. Jednakowoż w ten sposób można otrzymać tylko bardzo małą ilość tego pierwiastka. Znajduje się on zawsze w ilościach stosunkowo dużych w rudach, zawierających rad, a więc np. w blendzie smołowej, jest jednakowoż w tym mineralu zmieszany, między innymi z ostatecznym produktem rozkładu radu, czyli z pierwiastkiem *RaG*, tudzież z ołowiem zwykłym, jaki niemal zawsze towarzyszy blendzie. Otóż usiłowano oddzielić *RaD* od powyższych składników, wszelkie jednak reakcje chemiczne, jakie stosowano w tym celu, jak również wielokrotne krystalizacje, sublimacja, elektroliza i t. d. nie doprowadziły do pożądanego wyniku; nawet koncentracji radu *D* w najmniejszym choćby stopniu zwiększyć nie zdołano.

Rad *D* jest zatem izotopem ołowiu, również *RaG*. Ten ostatni pierwiastek, ostateczny produkt rozpadu radu, jest w wyższym jeszcze stopniu aniżeli rad *D* podobny do ołowiu, jest bowiem, tak samo jak i ołów, pierwiastkiem niepromieniotwórczym. Już oddawna domyślano się, że ołów jest ostatnim członem szeregu uranowo-radowego pierwiastków promieniotwórczych, a to właśnie na podstawie faktu, że pierwiastek ten towarzyszy zawsze

minerałom uranowo-radowym. Domysł powyższy zdawał się tem więcej uzasadniony, iż zazwyczaj minerały stare zawierają większe ilości ołowiu, odpowiednio do dłuższej trwającego procesu rozpadu radu. Jednakowoż hipoteza o identyczności *RaG* i ołowiu spotykała trudność, pozornie nie do usunięcia: masa atomowa *RaG*, znaleziona drogą teoretyczną (por. tabl. V), wynosi 206, podczas gdy dawniejsze pomiary masy atomowej zwykłego ołowiu (pochodzącego z galeny i innych minerałów zwykłych) dały liczbę 207·2. Po odkryciu faktu istnienia izotopów, nasunęło się przypuszczenie, że ołów, znajdujący się w rudach uranowo-radowych, może być izotopem zwykłego ołowiu i że jego masa atomowa może być różna od 207·2. Gdyby minerał uranowo-radowy zawierał jedynie ołów, pochodzący z rozpadu radu, wówczas jego masa atomowa winna być równa 206; gdyby prócz tego zawierał jako przymieszkę ołów zwykły, wówczas jego masa atomowa wynosiłaby więcej aniżeli 206, jednakowoż mniej, aniżeli 207·2.

Przypuszczenie powyższe znalazło świetne potwierdzenie. Pomiary Hö nigschmida i innych wykazały, że masa atomowa ołowiu, pochodzącego z rud uranowo-radowych, jest zmienna i zależna od pochodzenia tych minerałów. Np. krystaliczna blenda afrykańska (w nieznacznym tylko stopniu zanieczyszczona przez związki toru) daje ołów o masie atomowej 206·05. Blenda z Jachimowa — 206·4. Widoczną jest rzeczą, że pierwsza jest tylko w małym stopniu zanieczyszczona przez ołów zwykły, druga zaś w znacznie większym.

Prócz wyżej wymienionych rodzajów ołowiu, istnieje jeszcze ołów, znajdujący się zawsze w minerałach, zawierających tor. Również w tym przypadku nasuwa się przypuszczenie, że ten ołów jest przynajmniej częściowo ostatecznym członem szeregu torowego pierwiastków promieniotwórczych, że, inaczej mówiąc, ten ołów jest niczem innym, jak pierwiastkiem *ThD* o masie atomowej 208 (por. tabl. VII). Istotnie, nowe pomiary masy atomowej ołowiu odizolowanego z torjanitu dały liczbę, zgodną z wyrażeniem powyżej przewidywaniem, a mianowicie 207·9. W ten sposób odkryto różne izotopy ołowiu (o masie atomowej 206·05, 206·4, 207·9, 207·2) i stwierdzono doświadczalnie, że niektóre z nich są ostatecznymi produktami rozpadu uranu i toru. Właśnie dzięki tej ostatniej właściwości istnieją w przyrodzie oddzielone od siebie izotopy ołowiu. Jeżelibyśmy jednakowoż mieszały z sobą ołów, pochodzący z torjanitu, z ołowiem, pochodzącym

np. z blendy smołowej, otrzymalibyśmy mieszaninę, zbliżoną do ołowiu zwykłego, z której już w żaden sposób nie można wydzielić poszczególnych składników.

Odkrycie izotopów pociągnęło za sobą konieczność zmiany sposobów, jakimi należy grupować pierwiastki w układzie perjodycznym. Dawniej przypuszczano, że w układzie tym pewne miejsce zajmuje jeden tylko pierwiastek, a więc np. wodór pierwsze, hel drugie, lit trzecie, ołów osiemdziesiąte drugie i t. d. Liczbę, która określa to miejsce, nazywamy liczbą atomową danego pierwiastka.

Przed odkryciem izotopów wyobrażano sobie, że liczba atomowa jest rosnącą funkcją masy atomowej; znano wprawdzie wyjątki, wiedziano, że tellur należy umieścić w układzie perjodycznym przed jodem, chociaż masa atomowa telluru jest większa aniżeli jodu, wiedziano, że podobne stosunki zachodzą w przypadku argonu i potasu, tudzież kobaltu i niklu, wyjątków tych wszakże nie umiano zupełnie wytłumaczyć.

Dziś wiemy już z całą pewnością, że masa atomowa nie jest tą wielkością, która jedynie określa własności chemiczne pierwiastka. Liczba atomowa jest wielkością tak dalece od masy atomowej niezależną, że pierwiastki, posiadające różne atomowe masy, mogą mieć tę samą atomową liczbę. Liczba atomowa określa plejadę izotopów i wyznacza miejsce, jakie one zajmują w układzie perjodycznym.

Odkrycie powyższego faktu, tak nieoczekiwanego z punktu widzenia dawniejszej chemji, otworzyło całkiem nowe horyzonty w naszych poglądach na budowę atomu. Drugie fundamentalne założenie teorii Daltona, że wszystkie atomy jednego pierwiastka są jednakowe, upadło podobnie jak pierwsze, że atomy są zawsze niezmiennie.

Pierwiastki promieniotwórcze (nie licząc potasu i rubidu) zawarte są w 10-ciu plejadach, poczynając od 81-ej, a kończąc na 92-iej (z wyjątkiem 85-ej i 87-ej). Pierwiastki, od których otrzymały nazwę plejady 81, 82, 83, 90, 92 (tal, ołów, bizmut, tor, uran) były znane przed odkryciem zjawisk promieniotwórczości. Dalsze plejady w liczbie 5-ciu są utworzone wyłącznie przez pierwiastki promieniotwórcze; są to plejady 84, 86, 88, 89 i 91, czyli plejady polonu, emanacji radu, radu, aktynu i protaktynu.

W tablicy VIII są zestawione wszystkie pierwiastki promieniotwórcze według ich rozdziału na poszczególne plejady.

Tablica VIII.

Liczba atomowa	Pierwiastek, od którego plejada otrzymała nazwę	Pierwiastki, które należą do plejady
81	tal	aktyn $C''$ , tor $C''$ , rad $C''$ .
82	ołów	rad $G$ , aktyn $D$ , tor $D$ , rad $D$ , aktyn $B$ , tor $B$ , rad $B$ .
83	bizmut	rad $E$ , aktyn $C$ , tor $C$ , rad $C$ .
84	polon	aktyn $C'$ , tor $C'$ , rad $C'$ , aktyn $A$ , tor $A$ , rad $A$ .
86	emanacja radu	emanacja aktynu, emanacja toru.
88	rad	aktyn $X$ , tor $X$ , mezotor $I$ .
89	aktyn	mezotor $II$ .
90	tor	radioaktyn, radjotor, jonium, uran $Y$ , uran $X_1$ .
91	protaktyn	uran $X_2$ , uran $Z$ .
92	uran	uran $II$ , uran $I$ .

Stwierdzenie faktu, że dany pierwiastek promieniotwórczy należy do pewnej plejady pierwiastków, określa całkowicie własności chemiczne tego pierwiastka, a co za tem idzie, określa metody, zapomocą których można ten pierwiastek wydzielić z roztworu, w którym jest zawarty.

W analizie chemicznej ciał promieniotwórczych spotykamy tę trudność, że roztwory tych ciał posiadają zazwyczaj niezmiernie małą koncentrację. Trudność tę pokonywamy najczęściej w ten sposób, że do roztworu ciała promieniotwórczego, które należy wydzielić z roztworu, dodajemy dostępne ważeniu ilości związku ciała, które jest jego izotopem. Jakakolwiek reakcja, która strąca ten izotop, strąca również ciało promieniotwórcze, bez zmiany stosunku. Liczne przykłady stosowania tej metody zostały przytoczone w §§ 17 i 19.

Metody tej nie można jednak stosować w tych przypadkach, w których zależy na otrzymaniu pierwiastka promieniotwórczego w stanie czystym, albowiem dodanego w postępowaniu analitycznym ciała izotopowego nie można w żaden sposób oddzielić od ciała promieniotwórczego. W przypadkach, o których jest mowa, należy dodać do roztworu związek ciała, które

nie jest izotopem pierwiastka promieniotwórczego, lecz tylko pierwiastkiem pokrewnym, a więc np. soli barowych do roztworów radu, soli ołowiu do roztworów radu *E* i t. p. Po skutecznieniu reakcyj, w których pierwiastek promieniotwórczy towarzyszy pierwiastkowi, który został dodany, można te pierwiastki oddzielić od siebie przez krystalizację, przez procesy elektrochemiczne itp.

Właściwość, że niektóre pierwiastki promieniotwórcze są izotopami zwykłych pierwiastków (tal, bizmut i ołów), znalazła zastosowanie w metodzie t. zw. *indykatorów promieniotwórczych*.

Następujące przykłady posłużą do ilustracji tej metody.

1) Chromian ołowiu rozpuszcza się w wodzie w ilościach tak niezmiernie małych, że nie można zmierzyć jego rozpuszczalności zwykłymi metodami analizy chemicznej. Jeżeli jednak rozpuścimy chromian ołowiu, który zawiera ślady radu *D*, można będzie określić rozpuszczalność przez pomiary promieniotwórczości roztworu. Albowiem rad *D*, jako izotop ołowiu, przechodzi do roztworu wraz z ołowiem, z zachowaniem ilościowego stosunku.

2) Celem wyznaczenia współczynnika „dyfuzji własnej“ ołowiu przykrywamy warstwę stałego lub ciekłego ołowiu, zawierającego rad *D*, warstwą zwykłego, niepromieniotwórczego ołowiu. Cząstki radu *D* przenikają z biegiem czasu do warstwy nieczynnej; z pomiarów promieniotwórczości w różnych przekrojach tej warstwy można z łatwością wyznaczyć współczynnik dyfuzji.

Fakt istnienia pierwiastków izotopowych został odkryty w szeregu pierwiastków promieniotwórczych, jednakowoż nie jest on do tego szeregu ograniczony. Badania J. J. Thomsona, Astona i innych okazały, że pokaźna liczba zwykłych pierwiastków jest mieszaniną dwu albo większej liczby składników, o różnych masach atomowych. Składniki te mają zupełnie jednakowe własności chemiczne i dlatego nie można ich rozdzielić metodami chemicznymi.

Metoda badań tego rodzaju polega na następującej zasadzie. Pierwiastek badany wprowadzamy do rury zamkniętej i poddajemy go, pod niskim ciśnieniem, wyładowaniom elektrycznym, na skutek których atomy tego pierwiastka zamieniają się na cząstki naelektryzowane dodatnio, w postaci t. zw. promieni kanalikowych albo promieni anodowych. Promienie te poddajemy następnie działaniu pól elektrycznego i magnetycznego, np. w spektrografie do analizy mas, który został opisany w § 4.

Badając w ten sposób np. pierwiastek neon, znajdujemy na kliszy fotograficznej spektrografu, zamiast jednej spodziewanej linii, która odpowiada masie atomowej 20,2, dwie linie, które odpowiadają prawie dokładnie masom 20 i 22 w odniesieniu do

tłenu. Chlor (ciężar atomowy 35·46) daje dwie linje, którym odpowiadają masy atomowe 35 i 37 i t. d.

Na podstawie badań tego rodzaju wyprowadzamy wniosek, że ciało, które nazywamy neonem, jest właściwie plejadą izotopów, w której dwa składniki, jeden o ciężarze atomowym 20, drugi — 22, są zmieszane w pewnym określonym stosunku; podobnie chlor jest mieszaniną izotopów o ciężarach atomowych 35 i 37 i t. p.

W tablicy IX zestawione są najdokładniejsze wyniki badań, dokonanych za pomocą spektrografu do mierzenia mas, nad zwykłymi, niepromieniotwórczymi pierwiastkami. Pierwsza kolumna tej tablicy zawiera symbol pierwiastka; jeżeli ten pierwiastek posiada izotopy, wówczas indeks liczbowy, dodany do symbolu, oznacza tę liczbę całkowitą, względem której ciężar atomowy w odniesieniu do tlenu (dla którego przyjmujemy liczbę 16) jest najbliższy. Druga kolumna zawiera dokładne ciężary atomowe względem tlenu ( $O = 16$ ), trzecia zaś kolumna — ciężary atomowe w odniesieniu do wodoru ( $H = 1$ ).

Tablica IX.

<i>H</i>	1·00778	<i>H</i> =1
<i>He</i>	4·00216	3·9713
<i>Li</i> <sub>6</sub>	6·012	5·9656
<i>Li</i> <sub>7</sub>	7·012	6·9579
<i>B</i> <sub>10</sub>	10·0135	9·9362
<i>B</i> <sub>11</sub>	11·0110	10·9260
<i>C</i>	12·0 36	11 9109
<i>N</i>	14·008	13·8999
<i>O</i>	16·000	15·8765
<i>F</i>	19·0000	18·8553
<i>Ne</i> <sub>20</sub>	20·0004	19·8460
<i>Ne</i> <sub>22</sub>	22·0048	21·8349
<i>P</i>	30·9825	30·7433
<i>Cl</i> <sub>35</sub>	34·983	34·713
<i>Ar</i> <sub>36</sub>	35·976	35·698
<i>Cl</i> <sub>37</sub>	36·980	36·695
<i>Ar</i> <sub>40</sub>	39·971	39·662
<i>As</i>	74·934	74·356
<i>Kr</i> <sub>78</sub>	77·926	77·324
<i>Br</i> <sub>79</sub>	78·929	78·320
<i>Kr</i> <sub>80</sub>	79·926	79·309
<i>Kr</i> <sub>81</sub>	80·926	80·301
<i>Kr</i> <sub>82</sub>	81·927	81·294
<i>Kr</i> <sub>83</sub>	82·927	82·287

$Kr_{84}$	83·928	83 280
$Kr_{86}$	85·929	85·266
$J$	126·932	125·952
$Sn_{120}$	119·912	118·986
$Xe_{134}$	133·929	132·895
$Hg_{200}$	200·016	198·472

Pierwiastki takie, jak neon, chlor i t. d., które składają się z izotopów, nazywają się pierwiastkami złożonymi. Krypton składa się aż z 7-miu izotopów, wodór jest jednolitym, niezłożonym pierwiastkiem. Z liczb, które znajdują się w tablicy, widać, że ciężary atomowe izotopowych składników nie są liczbami całkowitemi, jakkolwiek zbliżają się do takich liczb więcej aniżeli ciężary atomowe pierwiastków złożonych.

Jeżeli mamy do czynienia z pierwiastkiem jednolitym, który nie posiada izotopów, wówczas ciężar atomowy tego pierwiastka, znaleziony drogą zwykłych pomiarów chemicznych (ciężar równoważnikowy, „Verbindungsgewicht“) zgadza się z ciężarem, jaki otrzymujemy przy pomocy spektrografu do analizy mas; jedyna różnica polega na tem, że przyrząd ten daje dokładniejsze rezultaty.

W przypadku pierwiastków złożonych ciężar równoważnikowy jest ciężarem przeciętnym, którego wartość zależy od stosunków, w jakich różne izotopy wchodzi w skład pierwiastka złożonego. Jeżeli pierwiastek złożony składa się tylko z dwu izotopów, można naodwrot z wartości ciężaru równoważnikowego wyznaczyć ich stosunek. W przypadku chloru (ciężar równoważnikowy 35·46) znajdujemy w ten sposób, że izotop o ciężarze atomowym 35 wchodzi do zwykłego chloru w stosunku 77%, izotop zaś o ciężarze atomowym 37 w stosunku 23%.

Skład pierwiastka złożonego można wyznaczyć z natężenia linii, jakie różne jego składniki wytwarzają w spektrografie do badania mas, albowiem efekt fotograficzny cząstek jest proporcjonalny do ich liczby.

Jest rzeczą godną uwagi, że skład niepromieniotwórczych pierwiastków złożonych jest zawsze jednakowy, że zatem ciężar równoważnikowy tych pierwiastków jest stały i nie zależy od źródeł, z których one pochodzą. Na podstawie tego faktu nasuwa się wniosek, że zwykłe pierwiastki wytworzyły się jeszcze przed skrzepnięciem skorupy ziemskiej, w epokach, kiedy wszystkie izotopy, znajdując się w stanie ciekłym albo gazowym, wymieszały się dokładnie ze sobą.

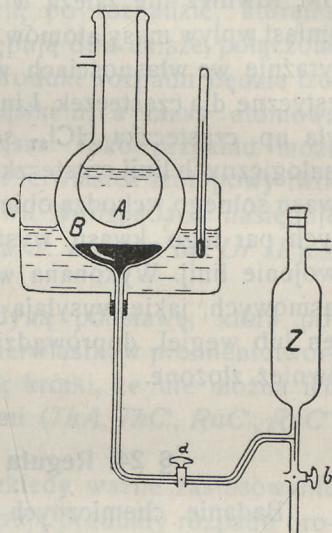


Czy nie można jednak zmienić składu niepromieniotwórczego pierwiastka, złożonego z izotopów, drogą sztuczną? Niebrak usiłowań przedsięwziętych w tym celu. W usiłowaniach tego rodzaju posługujemy się zjawiskami, których przebieg zależy od masy atomów, a więc np. zjawiskami dyfuzji, parowania i t. p.

Ryc. 43 wyobraża przyrząd, który został zastosowany do częściowego rozdziału izotopów rtęci. Do naczynia *B* wprowadzamy rtęć, do naczynia zaś *A* wlewamy nieco skroplonego powietrza. Z przestrzeni pomiędzy *A* i *B* usuwamy powietrze i ogrzewamy rtęć do temperatury około  $+60^{\circ}$  przy pomocy termostatu *C*. Lżejszy izotop rtęci, o mniejszym ciężarze atomowym, paruje nieco prędzej aniżeli izotop cięższy. Rtęć, która wyparowała, ulega kondensacji na zewnętrznej ścianie naczynia *A*; mieszanina izotopów, z której składa się skondensowana rtęć, jest nieco bogatsza w izotop lżejszy, natomiast w rtęci, która pozostała w naczyniu *B*, przeważa izotop cięższy.

Odparowawszy pewną część pierwotnej objętości rtęci, usuwamy rtęć pozostałą w *B*. W tym celu usuwamy powietrze z naczynia *Z* i otwieramy kolejno kurki *a* i *b*. Następnie usuwamy skroplone powietrze z naczynia *A*; rtęć skondensowana topnieje i spływa do naczynia *B*; usuwamy ją stamtąd przy pomocy naczynia *Z*. Otrzymamy w ten sposób dwie próbki rtęci, jedna z nich *I* jest odrobinę gęstsza aniżeli *II*. Wprowadzamy następnie do naczynia *B* najprzód próbkę *I*, później próbkę *II*. Otrzymamy cztery próbki rtęci, z których jedna ma największą, inna zaś najmniejszą gęstość. Powtórzywszy ten proces wielokrotnie, otrzymano dwa produkty skrajne, których gęstości równały się 0,99974 i 1,00023 w stosunku do gęstości rtęci pierwotnej. Ciężary równoważnikowe tych produktów różniły się o 0,1.

Proces wielokrotnej destylacji, zastosowany do potasu, doprowadził do uzyskania produktu, w którym izotopu cięższego



Ryc. 43.

(o ciężarze atomowym 41) znajdowało się o 4·8% więcej aniżeli w zwykłym potasie. Natężenie  $\beta$ -promieni, jakie ten produkt wysyła, jest również o 4·8% większe od natężenia promieniowania zwykłego potasu. Wyprowadzamy stąd wniosek, że promieniotwórczym jest jedynie izotop o większym ciężarze atomowym.

Znaczna ilość własności fizycznych pierwiastków nie zależy wcale od masy atomowej. Wielkości, które charakteryzują te własności, są dla pierwiastków izotopowych identyczne. Do tych wielkości należą spólczynniki ściśliwości i rozszerzalności, punkt topnienia, opór elektryczny właściwy, zdolność magnetyczna i t. d.

Własności widm linjowych, jakie wysyłają atomy pierwiastków, również nie zależą w stopniu dostrzegalnym od masy. Natomiast wpływ masy atomów związanych w cząsteczki zaznacza się wyraźnie we własnościach widm pasmowych, które są charakterystyczne dla cząsteczek. Linje wchodzące w skład pasm, jakie wysyła np. cząsteczka  $\text{HCl}_{37}$  są nieco przesunięte w porównaniu do analogicznych linii cząsteczki  $\text{HCl}_{35}$ . W skład jakiegokolwiek próbki kwasu solnego wchodzi obiedwie te cząsteczki. W pasmach widmowych par tego kwasu występuje zatem charakterystyczne rozdzielenie linii. Wykonana w ostatnich już czasach analiza widm pasmowych, jakie wysyłają cząsteczki, w których skład wchodzi tlen lub węgiel, doprowadziła do wniosku, że pierwiastki te są również złożone.

#### § 24. Reguła Soddy'ego i Fajansa.

Badanie chemicznych własności pierwiastków promieniotwórczych doprowadziło do postawienia pytania, jakie zmiany chemiczne pierwiastka sprowadza wyrzucenie przez jego atomy cząstki  $\alpha$  lub  $\beta$ . Na to pytanie daje odpowiedź reguła *przesunięcia*, odkryta przez Soddy'ego i Fajansa (r. 1911, 1913). Reguła ta głosi, że, jeżeli pierwiastek promieniotwórczy, posiadający liczbę atomową  $z$ , rozpada się z wydzieleniem cząstki  $\alpha$ , wówczas produkt rozpadu będzie posiadał liczbę atomową  $z-2$ , jeżeli natomiast rozpadowi towarzyszy wydzielenie cząstki  $\beta$ , wówczas liczba atomowa produktu rozpadu będzie się równała  $z+1$ .

Weźmy jako przykład rad i jego emanację. Z własności chemicznych radu wynika, że pierwiastek ten należy do grupy ziem alkalicznych i że pod względem chemicznym jest zbliżony do baru; rad należy umieścić w układzie perjodycznym w miejscu

88-em (grupa II, rząd 7), które przed odkryciem radu było wolne. Natomiast emanacja radu, jako pierwiastek gazowy, szlachetny, chemicznie nieczynny, o wysokiej masie atomowej, winna być umieszczona w miejscu 86-em, które również było wolne (grupa VIII, rząd 6). Otóż mamy:  $86 = 88 - 2$ ,

Weźmy jako inny przykład  $RaB$  i  $RaC$ . Wiemy, że  $RaC$  tworzy się z  $RaB$ , który rozpadając się wydziela cząstki  $\beta$ .  $RaC$  jest izotopem bizmutu,  $RaB$  zaś — izotopem ołowiu. Liczba atomowa bizmutu równa się 83, ołowiu 82. Liczby atomowe  $RaC$  i  $RaB$  są takie same jak ich izotopów. Otóż mamy:  $83 = 82 + 1$ .

Z prawa przesunięcia wynika następujący wniosek: jeżeli w szeregu zmian promieniotwórczych, po rozpadzie, któremu towarzyszy wydzielenie cząstki  $\alpha$ , następują dwa dalsze, połączone z wydzieleniem cząstek  $\beta$ , wówczas produkt rozpadu będzie izotopem pierwiastka, który wydziela cząstki  $\alpha$ , a masa atomowa produktu będzie o 4 jednostki mniejsza. Jako przykład może posłużyć  $Ur I$  i  $Ur X_2$  (por. tabl. V). Pierwiastek izotopowy tworzy się również wówczas, gdy po dwu  $\beta$ -rozpadach następuje rozpad, w którym wydziela się cząstka  $\alpha$ : a zatem np.  $Ur II$  jest izotopem  $Ur X_1$ .

Reguła przesunięcia stanowi jedyną podstawę, która pozwala określić własności chemiczne pierwiastków promieniotwórczych, jeżeli okres ich trwania jest tak krótki, że nie można ich badać zwykłymi metodami chemicznymi ( $ThA$ ,  $ThC'$ ,  $RaC'$ ,  $RaC''$  i t. d.).

Reguła przesunięcia znajduje niekiedy ważne zastosowanie w badaniu kolejności, w jakiej występują produkty rozpadu promieniotwórczego. Jako przykład takiego zastosowania może służyć fakt, że przed odkryciem reguły przesunięcia wyobrażano sobie, że rozpad pierwszych członów szeregu uranowego dokonywa się w porządku następującym:  $U_I \rightarrow U_{II} - UX$ . Opierając się na regule przesunięcia, przewidziano, że  $UX$  składa się z dwu składników, z których każdy wysyła cząstki  $\beta$  i że kolejność rozpadu jest następująca:  $U_I \rightarrow UX_1 - UX_2 - U_{II}$ .

## § 25. Jądro atomu.

W myśl atomistycznej teorii materji wszystkie zmiany, jakim ulegają własności różnego rodzaju promieni w ośrodkach materjalnych, tłumaczymy działaniem cząstek ośrodka na te pro-

mienie. Również naodwrot zmianę ośrodka, np. jego jonizacja, polegają na działaniu promieni na cząstki ośrodka.

Zbadanie wpływu cząstek ośrodka na bieg promieni  $\alpha$  odegrało niezmiernie ważną rolę i doprowadziło do odkrycia zasadniczych podstaw, na których została zbudowana współczesna teoria budowy atomów.

Cząstka  $\alpha$ , przedzierając się przez gromadę cząstek ciała materialnego, ulega działaniu tych cząstek, które można nazwać spotkaniem. Jednakowoż z doświadczeń nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$ , które zostały opisane w § 9, wynika, że spotkanie cząstki  $\alpha$  ze zwykłymi cząstkami czy atomami odbywa się inaczej aniżeli spotkanie dwu zwykłych cząstek. Wilsonowskie obrazy torów cząstek  $\alpha$  uczą bowiem, że olbrzymia liczba spotkań, jakiej cząstka  $\alpha$  ulega niewątpliwie, np. w powietrzu, na drodze kilku centymetrów, nie wywołuje dostrzegalnego jej odchylenia. Cząstki  $\alpha$  biegną naogół po drogach prostoliniowych. Odchylenie cząstki  $\alpha$  powodują tylko wyjątkowe, nader rzadko zdarzające się spotkania.

Tę samą właściwość okazują spotkania cząstek  $\alpha$  z cząstkami ciał stałych (por. tabl. II, § 9).

Na podstawie doświadczeń nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  Rutherford wygłosił w r. 1911 niezmiernie szczęśliwą hipotezę o budowie atomu. Zastosowywana do coraz nowych zjawisk, hipoteza ta odniosła szereg triumfów i panuje w nauce niepodzielnie. Według hipotezy Rutherforda atom składa się z t. zw. jądra, czyli części środkowej o bardzo małej objętości w porównaniu z objętością całego atomu. W jądrze skoncentrowana jest niemal całkowita masa atomu. Jądra wszystkich pierwiastków posiadają dodatni ładunek elektryczny i są otoczone chmurą elektronów ujemnych, które tworzą resztę objętości atomu. Sama cząstka alfa jest jądrem atomu helu, posiadającym dwa elementarne naboje dodatnie. Jeżeli taka cząstka przedziera się pomiędzy atomami, związanymi albo niezwiązanymi w cząsteczki, z olbrzymią prędkością, wówczas będzie ona przelatowała przez chmury elektronów, nie spotykając z ich strony niemal wcale oporu. Tylko w tych przypadkach, w których cząstka alfa przypadkowo posiada taki kierunek ruchu, że zbliży się do jądra atomu bardzo blisko, tylko wówczas, wskutek silnego odpychania naboju tego jądra i naboju cząstki alfa, nastąpi silne zubożenie tej ostatniej od pierwotnego kierunku ruchu. Jednakowoż

spotkania tego rodzaju będą bardzo rzadkie z powodu, iż objętości, w których skoncentrowane są jądra, są niezmiernie małe.

Zdołano zdać sprawę ze wszystkich szczegółów rozpraszania cząstek  $\alpha$  na podstawie następujących założeń, które stały się założeniami fundamentalnymi we współczesnej teorii budowy atomu:

1) Objętość jądra jest tak mała, iż można przyjąć, że jądro stanowi punkt materjalny.

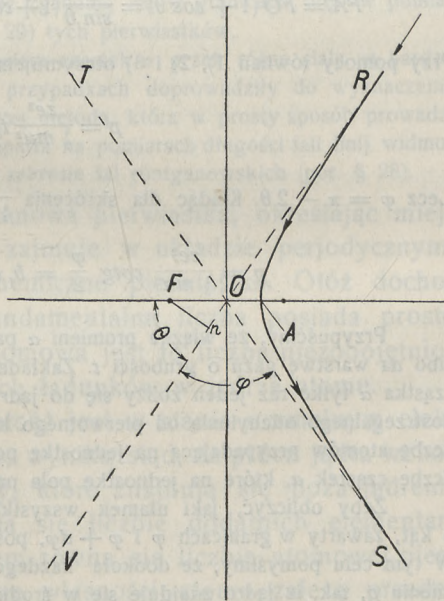
2) W pobliżu jądra czynne są siły elektryczne, które stosują się do znanego w elektrostatyce prawa Coulomba.

3) Nabój dodatni jądra, wyrażony jako wielokrotność naboju elementarnego, równa się t. zw. liczbie atomowej pierwiastka. A zatem jądro atomu wodoru posiada 1, jądro helu, czyli cząsteczka  $\alpha$ , 2, litu 3, uranu 92 dodatnie ładunki elementarne, które nie są wewnątrz jądra zneutralizowane przez elektrony.

Zbudowana przez Rutherforda teoria rozpraszania cząstek  $\alpha$  obejmuje dwa zagadnienia: 1) wyznacza drogę cząstki  $\alpha$ , jaką ta cząstka zakreśla w pobliżu jądra, 2) określa liczbę cząstek  $\alpha$ , które odchylają się od pierwotnego kierunku o pewien z góry dany kąt  $\varphi$ , na skutek spotkań.

Sposób wyznaczenia drogi cząstki  $\alpha$  jest zupełnie analogiczny do sposobu, w jaki postępujemy, by wyznaczyć orbitę planety przyciąganej przez słońce, albo drogi cząstki gazu, jaką ona przebiega w procesie spotkania z inną cząstką, która ją przyciąga albo odpycha. Jeżeli założymy, że wzajemne działanie jądra i cząstki  $\alpha$  podlega prawom klasycznej dynamiki, wówczas znajdujemy, że droga cząstki  $\alpha$  jest gałęzią hiperboli; jądro, uważane jako nieruchome, znajduje się w ognisku  $F$  (ryc. 44), które nie jest przez tę gałąź objęte. Prędkości początkowa i końcowa cząstki posiadają kierunki asymptot  $ROV$  i  $TOS$ . Kąt  $\varphi$  pomiędzy asymptotami jest

odchyleniem cząstki od kierunku pierwotnego. Gdyby jądro nie działało zupełnie na cząstkę  $\alpha$ , wówczas ona by biegła po linii prostej  $ROV$  i zbliżyłaby się do jądra na odległość  $Fn = p$ . Odległość ta nosi nazwę parametru spotkania.



Ryc. 44.

Jeżeli wiemy, że droga cząstki ma kształt hiperboli, możemy obliczyć parametr spotkania, opierając się na zasadzie zachowania momentu ilości ruchu, tudzież na zasadzie zachowania energii.

Oznaczmy masę cząstki  $\alpha$  przez  $m$ , jej ładunek przez  $2e$ , prędkość początkową przez  $u$ , wreszcie prędkość, jaką cząstka posiada w wierzchołku  $A$  — przez  $v$ . Niechaj  $z$  oznacza liczbę atomową jądra. Ładunek jądra równa się  $ze$ .

Zasada zachowania momentu ilości ruchu, tudzież zasada zachowania energii, dają równania następujące;

$$pu = FAv \dots 1)$$

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} mu^2 - \frac{2ze^2}{FA} \dots 2)$$

Wyraz  $\frac{2ze^2}{FA}$  oznacza energię potencjalną w wierzchołku  $A$ . Odległość  $FA$  est sumą połowy osi  $OA$  i odległości ogniska  $F$  od środka  $O$ :

$$FA = FO + OA.$$

Oznaczmy przez  $\epsilon$  mimośród hiperboli. Mamy równanie:

$$FO = OA\epsilon; \epsilon = \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}, \text{ a zatem:}$$

$$FA = FO(1 + \cos \theta) = \frac{p}{\sin \theta}(1 + \cos \theta) = p \cotg \frac{\theta}{2} \dots 3)$$

Przy pomocy równań 1), 2) i 3) otrzymujemy równanie:

$$p = \frac{ze^2}{\frac{1}{2} mu^2} \operatorname{tg} \theta;$$

Lecz  $\varphi = \pi - 2\theta$ . Kładąc dla skrótienia  $\frac{ze^2}{\frac{1}{2} mu^2} = b$ , otrzymujemy równanie:

$$p = \frac{ze^2}{\frac{1}{2} mu^2} \cotg \frac{\varphi}{2} = b \cotg \frac{\varphi}{2} \dots 4)$$

Przypuśćmy, że wiązka promieni  $\alpha$  pada prostopadłe na folję metalową albo na warstwę gazu o grubości  $t$ . Zakładamy, że grubość  $t$  jest tak mała, że cząstka  $\alpha$  tylko raz jeden zbliży się do jądra na tak małą odległość, iż dozna dostroczalnego odchylenia od pierwotnego kierunku ruchu. Oznaczmy przez  $Q$  liczbę atomów przypadającą na jednostkę pola folji rozpraszającej, przez  $N$  zaś liczbę cząstek  $\alpha$ , które na jednostkę pola padają.

Żeby obliczyć, jaki ułamek wszystkich cząstek  $N$  ulegnie odchyleniu o kąt, zawarty w granicach  $\varphi$  i  $\varphi + d\varphi$ , posługujemy się metodą statystyczną. W tym celu pomyślny, że dookoła każdego jądra zatoczona jest kula o promieniu  $p$ , tak, iż jądro znajduje się w środku kuli. Ślady tych kul rzuconych na powierzchnię graniczną folji tworzą koła o promieniu  $p$ , które obejmują pola o wielkości  $\pi p^2$ . Wszystkie cząstki  $\alpha$ , poruszające się po prostych, które przecinają folję w obrębie jednego z tych kół, odchylają się od pierwotnego kierunku albo o kąt  $\varphi$ , albo o kąt większy aniżeli  $\varphi$ ; wartość tego kąta określa równanie 4). Liczba  $n$  tych cząstek tak się ma do liczby  $N$  wszystkich cząstek  $\alpha$ ,

jak powierzchnia wszystkich  $Q$  kół ma się do pola 1-ego  $cm^2$ . Mamy zatem równanie:

$$n = NQ\pi p^2$$

W podobny sposób znajdujemy, że liczba cząstek  $n'$ , które odchylają się o kąt  $\varphi + d\varphi$  albo o kąt większy, określona jest przez równanie następujące:

$$n' = NQ\pi(p + dp)^2.$$

Liczba  $dn$  cząstek, które odchylają się o kąt zawarty w granicach  $\varphi$  i  $\varphi + d\varphi$ , równa się  $n - n'$ .

Otóż mamy równanie:

$$dn = n - n' = NQ\pi p^2 - NQ\pi(p + dp)^2 = -2NQ\pi p dp.$$

Uwzględniając równanie 4), znajdujemy:

$$\begin{aligned} dn &= NQ\pi b^2 \cotg \frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2} d\varphi \\ &= NQ\pi \left( \frac{2ze^2}{\mu u^2} \right)^2 \cotg \frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2} d\varphi. \end{aligned}$$

Przy pomocy pomiarów nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$ , których zasada została opisana w § 9, sprawdzono, że wzór powyższy zgadza się z doświadczeniem, tudzież wyznaczono, że w przypadku platyny, srebra i miedzi  $z$  posiada wartości 77.4, 46.3, 29.3. Wartości te zgadzają się w granicach błędów pomiarów z liczbami atomowymi (78, 47, 29) tych pierwiastków.

Doświadczenia nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  przez różne ciała są bardzo trudne i żmudne i tylko w kilku przypadkach doprowadziły do wyznaczenia wartości ładunku jądra. Najwłaściwszą metodą, która w prosty sposób prowadzi do powyższego celu, jest metoda oparta na pomiarach długości fali linii widmowych, jakie pierwiastki wysyłają w zakresie fal röntgenowskich (por. § 28).

Wiadomo, że liczba atomowa pierwiastka, określając miejsce, które ten pierwiastek zajmuje w układzie perjodycznym, określa również własności chemiczne pierwiastka. Otóż dochodzimy do wniosku, że ta fundamentalna liczba posiada proste znaczenie fizyczne: liczba atomowa jest to liczba niezobojętnionych dodatnich elementarnych ładunków w jądrze atomu.

Ponieważ atom jako całość jest w stanie normalnym elektrycznie obojętny nazewnątrz, wynika stąd, że prócz jądra wchodzi w skład atomu elektrony, które znajdują się poza jądrem; liczba tych elektronów równa się liczbie dodatnich elementarnych ładunków jądra, a zatem równa się liczbie atomowej pierwiastka. Chemiczne i fizyczne własności atomu zależą przede wszystkim od sposobu ugrupowania tych elektronów i od rodzaju ruchów, jakie one wykonywają. Lecz ugrupowanie elektronów, tudzież ich ruchy, zależą znowu od sił, jakimi jądro działa na elektrony. W ten sposób własności atomu są określone

przez jedną liczbę, a mianowicie przez liczbę elementarnych naboji jądra.

Elektrony krążące dookoła jądra można nazwać elektronami „zewnątrznymi“. Jednakowoż jądro zawiera w swym wnętrzu inne elektrony, zwane „wewnętrznymi“. Inaczej trudno byłoby zrozumieć, dlaczego naboje dodatnie, skupione w jądrze w bardzo małej objętości, tworzą spoiwą całość. Dla zapewnienia spoiwości jądra i równowagi atomu, konieczne jest działanie przyciągających sił, działających na dodatnie naboje. Sił takich mogą dostarczyć elektrony. Nabój ujemny tych elektronów wewnętrznych jest jednak zubożniony przez odpowiednią liczbę dodatnich naboji elementarnych. Jądro atomu o liczbie atomowej  $z$  posiada zatem całkowitą liczbę  $z + Z$  elementarnych naboji dodatnich i  $Z$  elektronów wewnętrznych, tak, iż niezubożniony nabój dodatni jądra równa się  $z$ , t. j. równa się liczbie atomowej.

W jądrze atomu skupiony jest nie tylko nabój dodatni atomu lecz również jego masa: masa jądra równa się bezmała całkowitej masie atomu, albowiem masa elektronów wchodzących w budowę atomu jest tylko małą cząstką całkowitej jego masy.

Z doświadczeń nad różnego rodzaju promieniami, utworzonymi przez dodatnio naelektryzowane cząstki, wiemy, że dodatni nabój elementarny jest zawsze połączony z masą znacznie większą od masy elektronu. Najmniejszą z tych mas jest masa jądra wodorowego, czyli masa atomu wodoru, pomniejszona o masę jednego elektronu. Z tego faktu wyprowadzamy wniosek, że podobnie jak elektron, posiadający masę równą 1845-ej części atomu wodoru, jest atomem elektryczności ujemnej, tak również elementarny nabój dodatni, złączony z masą równą prawie dokładnie masie atomu wodoru, jest atomem elektryczności dodatniej, że zatem elementarny ładunek dodatni nie może być od tej masy odizolowany. Elementarny nabój dodatni, związany z masą jądra wodorowego, nazywamy protonem. Jądro atomu wodoru, najmniejsze i najprostsze ze wszystkich innych, jest zatem protonem, a neutralny atom wodoru jest protonem, dookoła którego krąży jeden elektron.

Twierdzenie, że w jądrze każdego pierwiastka zawarta jest pewna liczba elementarnych naboji dodatnich, jest zatem równoważne z twierdzeniem, że w skład jądra atomów wchodzi protony. Protony i elektrony są najprostszymi elementami, z których



są utworzone atomy. Z tego założenia można wyprowadzić pewne wnioski o masie atomów. Wnioskami temi będziemy się zajmowali w jednym z następujących paragrafów.

Ponieważ dodatni nabój jądra, niezobojętniony przez wewnętrzne elektrony, określa całkowicie chemiczne własności atomu, możemy sobie wyobrazić, że wśród atomów pewnego pierwiastka istnieją różne rodzaje, posiadające jednakowe naboje jądra, a różniące się masą. Różne te rodzaje atomów będą izotopami danego pierwiastka. Pewne atomy o liczbie atomowej  $z$  mogą posiadać  $Z_1$ , inne natomiast  $Z_2$  elektronów wewnętrznych. Jądra tych atomów będą się składać z  $z + Z_1$  względnie z  $z + Z_2$  protonów. Przy tej samej liczbie atomowej  $z$ , masy atomowe będą różne.

Przemiana pierwiastków może odbyć się tylko w takich procesach, w których ulega zmianie nabój dodatni jądra, gdyż tylko w tym przypadku zmieni się liczba atomowa, od której zależą własności chemiczne atomu. Takimi procesami są procesy promieniotwórcze. Istotą tych procesów jest rozpad jądra atomowego.

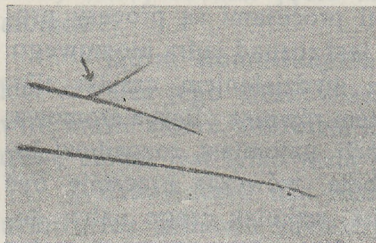
Jeżeli rozpad dokonywa się z wydzieleniem cząstki alfa, wówczas dodatni nabój jądra, a zatem również i liczba atomowa, zmniejsza się o dwie jednostki. Jeżeli natomiast rozpadowi towarzyszy wydzielenie się cząstki beta, wówczas przestaje być zobojętniony jeden z protonów jądra, wskutek czego nabój dodatni, a zatem również liczba atomowa, zwiększa się o jednostkę. Znajdujemy w ten sposób na podstawie teorii atomu uzasadnienie reguły Soddy'ego i Fajansa, która została wykryta drogą doświadczalną.

## § 26. O działaniu cząstek alfa na atomy zwykłych pierwiastków.

W § 25 rozpatrywaliśmy skutki, jakie wywołują w ruchu cząstek  $\alpha$  spotkania z atomami. Z elementarnych praw dynamiki wiemy, że działanie dwu ciał jest zawsze wzajemne, że każdej akcji towarzyszy reakcja. W zastosowaniu do zjawisk spotkania wynika z powyższego prawa, że nie tylko ciało uderzające, lecz również i uderzane doznaje zmiany prędkości i kierunku ruchu. A zatem nie tylko cząstka alfa, lecz również i wszystkie atomy, wśród których ona się porusza i z którymi się spotyka, ulegają podczas spotkań przyśpieszeniu, które zmienia ruch tych atomów. Ponieważ prędkość cząstki alfa jest wiele tysięcy razy większa aniżeli prędkość ruchu cieplnego atomów, może się zdarzyć, że

przy dostatecznym zbliżeniu się cząstki alfa do jądra atomu przyspieszenie tego jądra będzie bardzo znaczne, szczególnie jeżeli posiada ono niewielką masę. Taki atom, wskutek spotkania z cząstką alfa zjonizowany i rozpędzony, będzie się pod wieloma względami zachowywał podobnie, jak sama cząstka alfa. Można się zatem spodziewać, że atom taki będzie jonizował inne atomy, że będzie wzbudzał scyntylacje ekranu fluoryzującego i t. p.

Rozumowanie powyższe znajduje doświadczalne potwierdzenie w zdjęciach fotograficznych, otrzymywanych metodą Wilsona. Istotnie, przyjrzyjmy się dokładnie górnej smudze na ryc. 28. Smuga ta jest powiększonym obrazem toru cząstki  $\alpha$  biegnącej w powietrzu. Widzimy, że w miejscu, w którym smuga ta jest załamana, jest równocześnie rozgałęziona. W przypadku powietrza rozgałęzienie nie sięga daleko. Natomiast w przypadku



Ryc. 45.

wodoru (ryc. 45) rozgałęzienie jest znacznie dłuższe. Powyższe odgałęzienia są właśnie śladami dróg atomów wodoru, względnie azotu lub tlenu, rozpędzonych w tych silnych uderzeniach, w których cząstki alfa ulegają silnemu zboczeniu. Ślady te powstają w taki sam sposób jak ślady dróg cząstek alfa, wskutek osiadania kropelek mgły na jonach.

Że w wodrze długość odgałęzień, czyli zasięg atomów, jest większa aniżeli w powietrzu, tłumaczy się to z łatwością faktem, że masa atomów wodoru jest znacznie mniejsza.

Mogłoby wydawać się dziwnem, że mówimy tutaj o atomach, a nie o cząsteczkach substancji, wśród których poruszają się cząstki alfa. Należy jednakowoż zważyć, że silne zboczenie cząstki alfa ma miejsce tylko w tych spotkaniach, w których ta cząstka przelatuje niezmiernie blisko jądra atomu. Wobec olbrzymich sił, jakie wtedy działają pomiędzy tem jądrem a cząstką alfa, nie mogą wchodzić w grę stosunkowo słabe siły, wiążące np. dwa atomy wodoru w cząsteczce. Stąd wynika, że uderzony atom odrywa się od cząsteczki.

Wytworzone w wodrze działaniem cząstek  $\alpha$  dodatnio naelektryzowane i szybko poruszające się cząstki otrzymały nazwę promieni *H*.

Cząstki te są zjonizowanymi atomami wodoru; inaczej mówiąc, są jądrami atomów wodoru, czyli protonami.

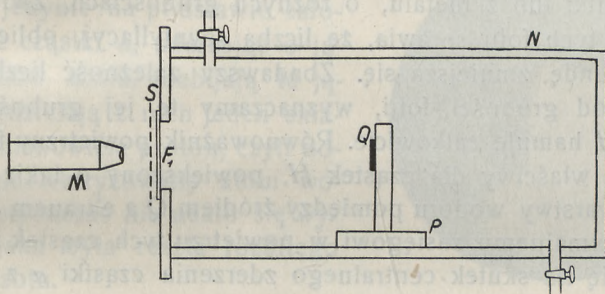
Proces spotkania cząstki  $\alpha$  z atomem można poddać analizie rachunkowej. Ograniczmy się do najprostszego przypadku, gdy uderzenie jest centralne, gdy zatem środki cząstki alfa i jądra wodoru leżą na prostej, wzdłuż której odbywa się ruch cząstki  $\alpha$ . Oznaczmy masy tych cząstek przez  $m_H$  i  $m_\alpha$  i założmy, że atomy wodoru są nieruchome. Prędkość uderzających cząstek  $\alpha$  oznaczamy przez  $v_\alpha$ , prędkość zaś cząstek  $H$  po spotkaniu przez  $v_H$ ; z elementarnej dynamiki spotkania wynika wzór następujący:

$$v_H = \frac{2m_\alpha}{m_H + m_\alpha} v_\alpha.$$

A ponieważ

$$\frac{m_\alpha}{m_H + m_\alpha} = \frac{4}{5},$$

znajdujemy, że prędkość, jakiej nabywa cząstka  $H$  na skutek spotkania centralnego, jest 1,6 razy większa od prędkości cząstki  $\alpha$ .



Ryc. 46.

Można udowodnić drogą teoretyczną, że zasięg cząstek  $H$  zmienia się wraz z prędkością w taki sam sposób jak zasięg cząstek  $\alpha$ . Na podstawie wzoru 1 § 9 wiemy, że zasięg cząstek  $\alpha$  jest proporcjonalny do 3-ciej potęgi prędkości. Stosując tę zależność do cząstek  $H$ , znajdujemy, że ich zasięg jest 4 razy większy od zasięgu uderzającej cząstki  $\alpha$ .

W badaniach doświadczalnych promieni  $H$  można posługiwać się przyrządem, wyobrażonym schematycznie na ryc. 46.

Szczelnie zamknięte naczynie  $N$  jest zaopatrzone dwoma kurkami, przy pomocy których można z aparatu wypompować powietrze i napełnić go czystym wodorem. W przedniej ścianie naczynia znajduje się okienko przysłonięte cienką folią metalową  $F_1$

Przed tą folją umieszczony jest ekran fluoryzujący  $S$ . Wewnątrz naczynia ustawiona jest przesuwalna podstawa  $P$ , do której przytwierdzone jest źródło  $Q$  promieni  $\alpha$ . Pomiedzy folję  $F_1$  i ekran  $S$  można wstawiać dodatkowe folje, celem zwiększenia absorpcji promieni  $H$ . Scyntylacje wzbudzone na ekranie  $S$  obserwujemy przy pomocy mikroskopu  $M$ . Usuńmy początkowo z naczynia  $N$  powietrze i przyjrzyjmy się scyntylacjom, jakie na ekranie  $S$  wywołują cząstki  $\alpha$ . Napełnijmy następnie aparat wodorem. Jeżeli równoważnik powietrzny (por. § 9) folji  $F_1$ , powiększony o równoważnik powietrzny warstwy wodoru pomiedzy  $S$  a  $Q$ , jest większy aniżeli zasięg cząstek  $\alpha$  w powietrzu, wówczas scyntylacje wzbudzone przez cząstki  $\alpha$  giną całkowicie. Niemniej spostrzeżemy na ekranie  $S$  nowe scyntylacje o innej gęstości i o słabszym natężeniu światła. Te nowe scyntylacje są wywołane przez cząstki  $H$ , wyzwolone z wodoru działaniem cząstek  $\alpha$ .

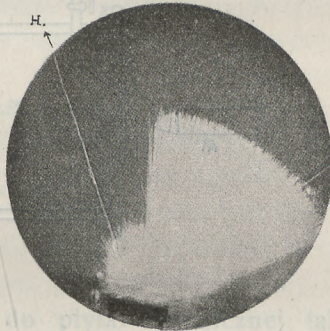
Żeby wyznaczyć przy pomocy aparatu, wyobrażonego na ryc. 46, zasięg cząstek  $H$ , mierzymy absorbcję tych cząstek w foljach z miki lub z metalu, o różnych grubościach. Zwiększanie grubości tych folij sprawia, że liczba scyntylacji, obliczona na 1-ną sekundę, zmniejsza się. Zbadawszy zależność liczby scyntylacji od grubości folji, wyznaczamy tę jej grubość, która cząstki  $H$  hamuje całkowicie. Równoważnik powietrzny folji o tej grubości, właściwy dla cząstek  $H$ , powiększony o takiż równoważnik warstwy wodoru pomiedzy źródłem  $Q$  a ekranem  $S$ , równa się maksymalnemu zasięgowi w powietrzu tych cząstek  $H$ , które tworzą się na skutek centralnego zderzenia cząstki  $\alpha$  z atomem wodoru. Badanie tego rodzaju ułatwia w znacznym stopniu fakt, że równoważniki powietrzne różnych ciał wobec cząstek  $H$  równają się równoważnikom powietrznym tych ciał wobec cząstek  $\alpha$ .

Znaleziono w ten sposób, że maksymalny zasięg cząstek  $H$ , wyzwolonych działaniem radu  $C$ , równa się  $28\text{ cm}$ ; jest zatem, zgodnie z teorią, cztery razy większy od zasięgu cząstek  $\alpha$ , wysyłanych przez rad  $C$ .

Cząstki  $H$ , podobnie jak wszystkie inne naelektryzowane cząstki w ruchu, ulegają odchyleniu w polu elektrycznym i magnetycznym. Z wartości tych odchyień znaleziono, że stosunek  $\frac{e}{m}$ , naboju  $e$  do masy  $m$  cząstki  $H$ , jest w odniesieniu do wodoru równy jedności. Rezultat ten potwierdza założenie, że promienie  $H$  są rojem protonów.

Promienie  $H$  można wyzwolić działaniem cząstek  $\alpha$  nie tylko z wodoru w stanie gazowym, lecz ze wszystkich związków, które zawierają w swym składzie wodór. Jeżeli np. preparat radu  $C$  przykryjemy warstewką parafiny, warstewka będzie wysyłała promienie  $H$ , wyzwolone z cząsteczek parafiny. Ryc. 47 wyobraża kopję kliszy, na której widać po lewej stronie jedną cząstkę  $H$ ; cząstka ta została wzbudzona w warstewce parafiny, która przykrywała lewą część preparatu radu.

W r. 1919 Rutherford badał działanie cząstek  $\alpha$  na różne gazy. Badania te doprowadziły do epokowego odkrycia. Okazało się mianowicie, że promienie  $H$ , czyli protony obdarzone wielkimi prędkościami, powstają nie tylko wówczas, gdy cząstki  $\alpha$  działają na wodór, lecz również w przypadku, gdy przedzierają się przez cząstki azotu. Azot użyty do tych doświadczeń został uprzednio starannie oczyszczony ze śladów nawet wodoru i pary wodnej. Powstawanie promieni  $H$  w takich warunkach można wytłumaczyć jedynie na podstawie założenia, że cząstki  $\alpha$ , uderzając o jądra atomów azotu, rozbijają te jądra i wydzielają z nich jeden składnik, a mianowicie proton, czyli dodatnio naelektryzowany atom wodoru. Dotychczas nie udało się wyjaśnić, jaka była reszta rozbitego atomu azotu.



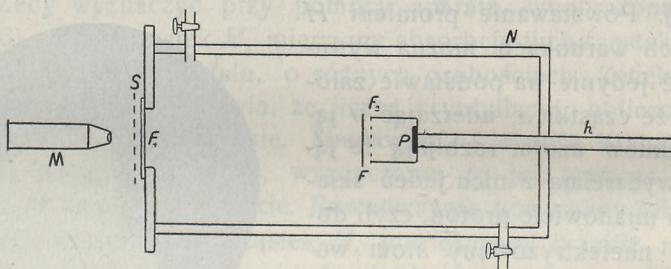
Ryc. 47.

W ten sposób hipoteza, że proton wchodzi jako składnik do jądra atomu, została potwierdzona doświadczalnie. Równocześnie zostało poczęści urzeczywistnione dawne marzenie alchemików o transmutacji pierwiastków — wprawdzie w sposób zgoła inny aniżeli ten, do którego alchemicy dążyli. Masa wodoru otrzymanego w ten sposób przez transmutację azotu jest tak mała, że nie można jej wykryć ani przy pomocy wagi ani też spektroskopu. Dokonana transmutacja objawiła się jedynie słabymi błyskami, jakie fragmenty rozbitych atomów wytwarzają w postaci scyntylacji na fluoryzującym ekranie.

Dalsze badania okazały, że cząstki  $\alpha$  rozbijają, z wydzielaniem protonów, nie tylko atomy azotu, lecz również atomy wielu innych pierwiastków.

Aparat, którym posługiwali się Rutherford i jego uczniowie w większości prac nad dezintegracją zwykłych pierwiastków, jest wyobrażony na ryc. 48.

W podłużnym mosiężnym naczyniu  $N$  umieszczony jest preparat  $P$ , który wysyła cząstki  $\alpha$ ; preparat ten jest przytwierdzony do przesuwalnego pręta, tak, iż można zmieniać odległość preparatu od ekranu fluoryzującego  $S$ . Scyntyllacje, wzbudzone na tym ekranie przez wyzwolone protony, oglądane są przy pomocy mikroskopu  $M$ . Naczynie  $N$  zamyka od zewnątrz cienka folja  $F_1$ , z miki lub z odpowiedniego metalu. Pomiędzy tę folję a ekran  $S$  można wstawić, w razie potrzeby, celem zwiększenia absorpcji promieni  $H$ , inną folję  $F_2$ . Promienie  $\alpha$ , które wychodzą z preparatu  $P$ , bombardują bądźto gaz, który wypełnia naczynie  $N$ , bądź też folję lub płytę  $F$ , utworzoną z materiału, który podlega



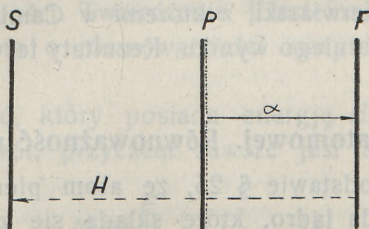
Ryc. 48.

badaniu. Preparat  $P$  znajduje się w małym naczynku, które jest przytwierdzone do pręta  $h$ . Naczynko to jest zamknięte folją  $F_2$ , która chroni gaz, znajdujący się w naczyniu  $N$ , przed zakażeniem śladami substancji promieniotwórczych, jakieby mogły się przedostać z preparatu  $P$ . Naczynie  $N$  jest umieszczone pomiędzy biegunami silnego elektromagnesu, który odchyła promienie  $\beta$  wysyłane przez preparat  $P$ , tak, iż nie mogą one dojść do ekranu  $S$ .

W przypadku, gdy cząstki  $\alpha$  wytrącają promienie  $H$  z atomów substancji, z której jest utworzona folja  $F$ , albo też z gazu, który wypełnia naczynie  $N$ , na ekranie  $S$  powstają scyntyllacje; scyntyllacje te, zarówno co do wyglądu jak i liczby, różnią się od tych, które wzbudziłyby cząstki  $\alpha$ , gdyby dochodziły do ekranu  $S$ .

Zwiększając odstęp preparatu  $P$  od ekranu  $S$ , albo też zwiększając grubość absorbującej folii  $F_2$ , sprawiamy, że liczba scyntylacji zmniejsza się; wreszcie scyntylacje giną całkowicie, gdy grubość wszystkich warstw, przez które promienie w aparacie przeszły, przeliczona na równoważnik powietrzny, staje się równa zasięgowi najszybszych promieni  $H$ , które rozchodzą się w kierunku promieni  $\alpha$ .

Doświadczenia wykazały, że promienie  $H$  rozchodzą się we wszystkich kierunkach, nawet w kierunku wprost przeciwnym do kierunku rozchodzenia się promieni  $\alpha$ , jednakowoż zasięg promieni  $H$  jest wówczas mniejszy. Celem dokonywania obserwacji w przypadku, gdy kierunek rozchodzenia się promieni  $H$  jest przeciwny kierunkowi promieni  $\alpha$ , należy posługiwać się aparatem, w którym porządek, w jakim są ustawione preparat  $P$ , folia  $F$  tudzież ekran  $S$ , jest taki, jak na ryc. 49.



Ryc. 49.

Preparat  $P$  jest przytwierdzony do płytki metalicznej tak grubej, że nie przepuszcza promieni  $\alpha$ .

Z pomiarów odchyceń w polu magnetycznym i elektrycznym wynika, że promienie  $H$  powstałe na skutek sztucznej dezintegracji atomów, posiadają rzeczywiście masę równą masie jednego atomu wodoru.

Badania Rutherforda i jego współpracowników okazały, że sztucznej dezintegracji ulega nie tylko azot lecz również następujące pierwiastki: bor, fluor, sód, glin, argon i potas. Natomiast w wielu innych pierwiastkach nie można było wytworzyć dezintegracji. Zasięg promieni  $H$ , powstałych na skutek rozbicia atomu, zależy od rodzaju tego atomu, tudzież od szybkości promieni  $\alpha$ . A więc np. promienie  $\alpha$  o zasięgu 7 cm wyzwalają w kierunku własnym z aluminium protony o zasięgu przeszło 90 cm, z fosforu — o zasięgu 65 cm i t. p.

Stosunek liczby wytworzonych protonów do liczby cząstek  $\alpha$ , które wywołują dezintegrację, jest niezmiernie mały; w aluminium np. równa się zaledwie dwóm milionowym. A zatem, gdybyśmy byli w stanie działać na aluminium cząstkami  $\alpha$  wysyłanymi nieustannie przez 1 *gr* radu *C* w przeciągu jednego roku, otrzymalibyśmy zaledwie  $\frac{4}{100000} \text{ mm}^3$  wodoru.

Natomiast energia wyzwolonych na skutek sztucznej dezintegracji protonów bywa w niektórych przypadkach większa od energii dezintegrującej cząstki  $\alpha$ . Np. w przypadku glinu jest o 40% większa.

Badania nad dezintegracją, rozpoczęte przez Rutherforda w Cambridge, zostały podjęte, przy pomocy nieco zmodyfikowanych metod, przez wiedeńskich badaczy Kirscha i Petterssona. Jednakowoż rezultaty, do jakich doszli ci badacze, różnią się pod wieloma względami od tych, jakie zostały osiągnięte w Cambridge. Według wiedeńskich badaczy sztucznej dezintegracji ulegają również te pierwiastki, z którymi w Cambridge nie można było otrzymać dodatniego wyniku. Rezultaty te wymagają jeszcze potwierdzenia.

### § 27. O masie atomowej. Równoważność masy i energii.

Wiemy na podstawie § 25, że atom pierwiastka o liczbie atomowej  $z$  posiada jądro, które składa się z  $z$  niezobojętnionych elementarnych ładunków dodatnich, tudzież z pewnej liczby  $Z$  tychże ładunków, zobojętnionych elektrycznie przez elektrony, wchodzące w skład jądra. Jądro tego pierwiastka składa się zatem z  $z + Z = p$  protonów. Możliwe byłoby spodziewać się, że masa atomowa tego pierwiastka winna być  $p$  razy większa od masy jednego atomu wodoru, albowiem masa elektronów jest tak mała, iż można ją zaniedbać całkowicie. Inaczej mówiąc, masa atomowa (również ciężar atomowy) takiego pierwiastka w odniesieniu do wodoru winna się równać całkowitej liczbie  $p$ .

Wiadomo, że pytanie, czy ciężary atomowe są, czy też nie są liczbami całkowitymi, odegrało w historii chemii ważną rolę. Pytanie to zostało postawione po raz pierwszy przez angielskiego lekarza i chemika Prouta na początku XIX stulecia, w związku z hipotezą, że atomy wszystkich atomów są zbudowane z najmniej masywnego atomu wodoru.

Założenie, że atom pierwiastka, do którego budowy wchodzi  $p$  protonów, winien posiadać w odniesieniu do wodoru masę



atomową równą  $p$ , jest wynikiem zasady zachowania masy, zasady, która była fundamentem dawnej klasycznej mechaniki tudzież chemji. Według tej zasady masa atomowa, podobnie jak masa zwykłych ciał, jest wielkością addytywną i całkowicie niezmienną.

Rozwój dynamiki, dokonany w ostatnich trzech dziesiątkach lat, doprowadził do rewizji i zmiany poglądów na masę. W myśl tych poglądów możemy twierdzić, że masa atomowa atomu, składającego się z  $p$  protonów nie jest równa  $p$ ; należy tylko uczynić dodatkową, zupełnie naturalną zresztą hipotezę, że proces powstawania jądra z protonów jest związany ze zmianą energii. Jeżeli w tym procesie energia uchodzi na zewnątrz, wówczas masa atomowa staje się mniejsza.

Twierdzenie o zmienności masy w zależności od zmian energii zostało ogłoszone w postaci najogólniejszej przez Einsteina w związku z teorią względności, jakkolwiek w niektórych szczególnych przypadkach zostało odkryte wcześniej, niezależnie od teorii względności. Twierdzenie Einsteina, które można nazwać twierdzeniem o równoważności masy i energii, głosi, co następuje.

Każdy układ, który posiada energję  $E$ , posiada również masę  $m$  i naodwrot, przyczem zawsze jest spełniony związek:

$$m = \frac{E}{c^2} \dots\dots 1)$$

w czem  $c$  oznacza prędkość rozchodzenia się światła w próżni.

Z tego równania wynika, że w każdym układzie zmiana energii  $\Delta E$  pociąga za sobą zmianę masy  $\Delta m$  i naodwrot, przyczem zmiany te są połączone równaniem:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2} \dots\dots 2)$$

Masa układu pozostaje stała, czyli jest zachowana, tylko w takich układach, w których energia nie ulega zmianom. Inaczej mówiąc, zasada zachowania masy jest szczególnym przypadkiem zasady zachowania energii.

W układach dynamicznych twierdzenie Einsteina stoi w ścisłym związku ze zmiennością masy zależnie od prędkości układu. Weźmy na uwagę najprostszy układ dynamiczny, mianowicie punkt materjalny. Według teorii względności (a również według teorii elektromagnetycznej Lorentza) masa  $m$  tego punktu,

w stanie, kiedy on jest obdarzony prędkością  $v$ , jest określona wzorem następującym :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots \dots \dots 3);$$

$m_0$  jest prędkością spoczynkową, jaką punkt posiada, gdy prędkość ruchu jest równa zeru;  $c$  jest prędkością światła.

W przypadku, gdy prędkość punktu materialnego jest mała w porównaniu do prędkości światła, stosunek  $\frac{v}{c}$  jest ułamkiem bardzo małym w porównaniu do 1; w tym przypadku, rozwinięszy ułamek  $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$  na szereg potęgowy, można opuścić wyrazy rzędu wyższego aniżeli drugi. Równanie 3) przechodzi w równanie następujące :

$$m = m_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Z tego równania znajdujemy wzór:

$$m - m_0 = \frac{1}{2} \frac{m_0 v^2}{c^2} \dots \dots \dots 4);$$

wzór ten określa przyrost masy, spowodowany ruchem punktu.

Wyrażenie  $\frac{1}{2} m_0 v^2$  jest — według teorii względności — energią kinetyczną punktu materialnego w przypadku szczególnym, gdy prędkość ruchu jest nadzwyczaj mała w stosunku do  $c$ . W tym przypadku mechanika relatywistyczna daje taki sam wzór na energję kinetyczną jak dynamika klasyczna.

Ze wzoru 4) wynika, że w przypadku, który mamy na uwadze, jest spełnione twierdzenie Einsteina: przejście punktu materialnego ze stanu spoczynku w stan ruchu o prędkości (małej)  $v$  jest związane z przyrostem masy i z przyrostem energii (kinetycznej); przyrost masy równa się przyrostowi energii, podzielonemu przez kwadrat prędkości światła. Teoria względności uczy, że związek ten jest ważny również w przypadku, gdy prędkość punktu nie jest mała wobec prędkości światła.

Uzasadnijmy pokrótce, że fali elektromagnetycznego promieniowania należy również przypisać masę, w ilości, którą określa równanie Einsteina,

Według teorii elektromagnetycznej fala posiada impuls, podobnie jak układ materialny. Jeżeli fala pada na powierzchnię ciała materialnego, wówczas ciało to podlega działaniu siły w kierunku rozchodzenia się fali; wartość siły równa się stracie impulsu fali na jednostkę czasu. Stosunek tej siły do pola powierzchni stanowi tak zwane ciśnienie światła.

Jeżeli fala pada normalnie na powierzchnię  $s$  ciała doskonale czarnego, ciśnienie  $p$  równa się gęstości  $\epsilon$  energii fali. Żeby otrzymać taką wartość ciśnienia, należy energii fali w ilości  $E$  przypisać impuls równy  $\frac{E}{c}$ , w czem  $c$  oznacza prędkość rozchodzenia się fali.

Istotnie, weźmy na uwagę cylinder o długości  $c \cdot dt$ , którego podstawę stanowi powierzchnia  $s$  ciała, na które pada fala. Cylinder ten jest wypełniony energją  $E = \epsilon c \cdot dt \cdot s$ . W czasie  $dt$  energja ta zostaje doprowadzona do powierzchni  $s$ , ulegnie całkowitej absorpcji i przestanie istnieć w formie energii promienistej. Procesowi temu towarzyszy strata impulsu równa  $\frac{E}{c} = \epsilon \cdot dt \cdot s$ . Na jednostkę czasu przypada strata impulsu równa  $\epsilon s$ . Przystawiając tę stratę do wartości siły, otrzymujemy równanie:  $\epsilon = p$ .

Ciało materialne, które posiada impuls, posiada masę równą ilorazowi: impuls przez prędkość. Uogólniamy tę własność do przypadku fali: energja promienista  $E$ , posiadając impuls  $\frac{E}{c}$ , posiada masę równą  $\frac{E}{c^2}$ , gdyż prędkość fali równa się  $c$ .

Celem ilustracji twierdzenia Einsteina rozważmy następujące przypadki szczególne.

1) Masa wody, równa jednemu gramowi w temperaturze  $0^\circ$ , zwiększa się, gdy wodę ogrzejemy do  $100^\circ$ . Zwiększenie obliczamy, dzieląc przyrost energii, równy 100 małym kalorjom, czyli  $4 \cdot 19 \times 10^9$  ergom, przez  $c^2 = 9 \times 10^{20}$ . Znajdujemy, że przyrost masy równa się  $5 \times 10^{-12}$  grama. Biorąc rzeczy praktycznie, zmiana ta jest niedostrzegalna, lecz z punktu widzenia teorii zależność masy od temperatury jest niezmiernie ważna.

2) Masa ciała, utworzonego przez reakcję chemiczną składników, nie jest dokładnie równa sumie mas składników. Gdy np. 2 gr wodoru połączą się z 16 gramami tlenu, wówczas wydziela się energja cieplna reakcji, równa  $2 \cdot 87 \times 10^{12}$  ergom. Masa 18 gramów zmniejsza się o  $3 \cdot 2 \times 10^{-6}$  miligrama.

3) Wiemy, że w procesach promieniotwórczych zostają wydzielane wielkie ilości energii. Jeżeli np. 1 gram pierwotnego radu zamieni się przez rozpad promieniotwórczy na rad  $D$  i hel, zostaje wydzielona energja, równoważna 0.12 miligramom. Oznaczwszy masy utworzonego radu  $D$  i helu przez  $m_D$  i  $m_{He}$ , mamy równanie:

$$1 \text{ gr} = m_D + m_{He} + 0.12 \text{ mgr.}$$

Gdyby proces wysyłania energii nie powodował ubytku masy, mielibyśmy w przypadku omawianym równanie:

$$1 \text{ gr} = m_D + m_{He}$$

Różnica, jaka tu występuje, winna odbić się na ciężarach atomowych pierwiastków, które tworzą się na skutek rozpadu radu. Jednakowoż wniosku tego nie zdołano sprawdzić doświadczalnie.

Na podstawie twierdzenia o równoważności masy i energii możemy przyjąć, że masa jest skoncentrowaną formą energii. Koncentracja tej energii jest niezmiernie wielka, gdyż równoważnik energetyczny masy posiada olbrzymią wartość  $9 \times 10^{20}$  ergów na jeden gram. Energia masy jest całkowicie ukryta we wnętrzu atomów ciał materialnych i niczem nazewnątrz się nie objawia.

Pogląd, że masa jest równoważna energii, jest z gruntu odmienny od dawnych poglądów mechaniki klasycznej, według których masa była tylko siedliskiem energii, które mogło energię przyjmować albo wysyłać, ale samo nie mogło się w energię przeobrażać. W dynamice klasycznej masa występowała jako wielkość niezmienna i fundamentalna i nie można było sprowadzić jej do innych wielkości. Zasada zachowania masy była całkowicie niezależna od zasady zachowania energii, co znalazło swój wyraz w fakcie, że druga została odkryta znacznie później aniżeli pierwsza.

Weźmy obecnie na uwagę proces syntezy atomu pewnego pierwiastka z  $p$  oddzielnych protonów, z których każdy posiada, jak wiemy, masę prawie dokładnie równą masie  $m_H$  jednego atomu wodoru. Jeżeli temu procesowi towarzyszy wydzielenie energii  $E$ , wówczas masa  $M$  utworzonego atomu będzie określona przez następujące równanie :

$$M = pm_H - \frac{E}{c^2}$$

Na stosunek  $\bar{p}$  masy  $M$  do masy atomu wodoru, czyli na masę atomową (albo na ciężar atomowy), znajdujemy wyrażenie :

$$\bar{p} = p - \frac{E}{m_H c^2}$$

Wzór ten pokazuje, że ciężar atomowy nie równa się liczbie protonów, które są zawarte w atomie.

Znając masę atomową tudzież liczbę protonów, możemy wzoru powyższego użyć celem wyznaczenia energii wyzwolonej przy utworzeniu atomu. Weźmy dla przykładu na uwagę atom helu, którego jądro jest utworzone przez 4 protony. Według najdokładniejszych pomiarów, wykonanych przez Astona, ciężar atomowy  $\bar{p}$  helu w odniesieniu do wodoru równa się 3.9713. Ponieważ  $m_H = 1.6 \times 10^{-24}$  gr, znajdujemy:  $E = 4.3 \times 10^{-5}$  ergów.

Ponieważ w jednym gramie helu znajduje się  $1.5 \times 10^{23}$  atomów, wnosimy że przy syntezie jednego grama helu z protonów ilość wydzielonej energii wynosi około  $1.5 \times 10^{11}$  kaloryj. Hel — a zatem również cząstka  $\alpha$  — jest „związkiem“ silnie eksotermicznym, a co za tem idzie związkiem o wielkiej trwałości.

Synteza atomów jest zatem połączona z częściową annihilationą materji. Energia skoncentrowana, która objawia się jako zwykła masa, rozplywa się częściowo podczas syntezy atomu w przestrzeni otaczającej, traci na koncentracji i przestaje być masą.

W myśl zasady równoważności masy i energii możliwe są procesy całkowitej annihilationi cząstek materjalnych, czyli całkowitej zamiany energii skoncentrowanej w tych cząstkach na energję rozproszoną. Astrofizycy twierdzą, że procesy tego rodzaju odbywają się w gwiazdach i w słońcu, dostarczając kolosalnych zapasów energii, które te ciała niebieskie wypromieniowują powoli w przeciągu ogromnie długich okresów czasu.

Jakie są procesy, w których następuje całkowita annihilationa masy? jaki jest rodzaj energii, który powstaje zarówno w procesie całkowitej annihilationi masy jak w procesie syntezy atomów? Angielski fizyk i astrofizyk Jeans uczynił pod tym względem następującą hipotezę. Protony i elektrony, wchodzące w skład wszystkich atomów, mogą ulegać szczególnego rodzaju spotkaniu, w którym następuje zupełna koincydencja przestrzenna elektrycznych ładunków tych cząstek. W takim spotkaniu ładunki zobojętniają się całkowicie; w myśl elektromagnetycznej teorii materji znika równocześnie masa. Spotkaniu ładunków towarzyszy fala elektromagnetyczna. Idąc po linii teorii kwantów energii, Jeans czyni założenie, że w tym procesie powstaje kwant energii, o częstości, którą określa równanie Plancka. Tę samą hipotezę czynimy w odniesieniu do syntezy atomu.

Oznaczmy długość fali, powstającej w procesie annihilationi protonu przez  $\lambda_p$ , długość zaś fali, tworzącej się w syntezie atomu helu przez  $\lambda_{He}$ . Do wyznaczenia tych długości służą następujące równania:

$$m_p c^2 = h \frac{\lambda_p}{c}$$

$$E = h \frac{\lambda_{He}}{c},$$

w czym  $m_H$  oznacza masę protonu,  $E$  energię wyzwoloną w syntezie atomu helu.

Znajdujemy w ten sposób:  $\lambda_p = 1.3 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ,  $\lambda_{He} = 46 \times 10^{-13} \text{ cm}$ . Długości te są krótsze aniżeli długości fal najkrótszych nawet promieni  $\gamma$ . Jeans, a następnie Millikan i inni, ogłosili przypuszczenie, że, być może, promieniowanie kosmiczne zawiera w sobie fale o długości równej  $\lambda_p$  względnie  $\lambda_{He}$ , któreby świadczyły o tem, że w kosmosie odbywają się istotnie procesy anihilacji protonów i syntezy atomów. Przypuszczenie to nie zostało dotąd stwierdzone doświadczalnie.

### § 28. Model atomu. Prawo Moseley'a.

Elektrony zewnętrzne, przyciągane przez jądro siłą Coulomba, odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości, znajdują się wobec jądra w stanie pozornie zupełnie analogicznym do stanu planet wobec słońca, które je przyciąga siłą grawitacyjną, również odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości. Gdyby zatem do wnętrza atomu można było stosować prawa dynamiki klasycznej, wynikałoby z analogji powyżej przytoczonej, że elektrony krążą dookoła jądra po Kepplerowskich elipsach, a w szczególnym przypadku po kołach, z najrozmaitszemi prędkościami. Jednakowoż w takim rozumieniu rzeczy spotykamy następującą trudność: według klasycznej elektrodynamiki elektron, poruszający się ruchem perjodycznym, wysyła na skutek przyspieszenia w tym ruchu falę energii promienistej. W przypadku ruchu kołowego częstość tej fali równa się liczbie obiegów po kole przypadających na jedną sekundę. Na skutek tego promieniowania energia elektronu zmniejszałaby się nieustannie, wskutek czego elektron zbliżałby się powoli do jądra, aż wreszcie złączyłby się z jądrem w jedną całość. Atom nie posiadałby cech trwałości, w dodatku promieniowanie atomu posiadałoby własności różne od tych, jakie odpowiadają rzeczywistości. Trudność, o której jest mowa, jest zasadniczej natury; można z niej wybrnąć jedynie, jeżeli uczynimy hipotezę, że do zjawisk odbywających się wewnątrz atomu nie stosują się prawa klasyczne, do jakich dochodzimy przez obserwację zjawisk tłumnych, będących wynikiem współdziałania wielkiej liczby atomów.

Podwaliny spólczesnej teorii atomu położył znakomity duński teoretyk Niels Bohr (w r. 1913) przez wprowadzenie do

niej teorii kwantów energii. Bohr i jego następcy opierają teorię atomu na następujących dwu zasadniczych postulatach.

I. Atom posiada szereg stanów, w których energia przyjmuje ściśle określone wartości. Stany te noszą nazwę stanów stacjonarnych albo kwantowych. Atom, który znajduje się w jednym ze stanów stacjonarnych, nie wysyła zupełnie promieniowania.

II. Atom wysyła promieniowanie tylko wówczas, jeżeli przechodzi ze stanu stacjonarnego, któremu odpowiada energia  $E_1$ , do innego stanu stacjonarnego, który posiada mniejszą energię  $E_2$ . Ilość wypromieniowanej energii równa się  $E_1 - E_2$ , zaś jej częstość  $\nu$  określa wzór Plancka:

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}.$$

Wielkość  $h$  jest stałą powszechną, zwaną stałą Plancka (kwantum działania). Jest mianowicie:

$$h = 6.55 \times 10^{-27} \text{ erg sec.}$$

Wartości energii w stanach stacjonarnych noszą nazwę poziomów energii.

Zagadnienie, dotyczące wyjaśnienia postulatów Bohra, tudzież sposobów, w jakie można obliczyć wartości energii w stanach stacjonarnych, jest zagadnieniem centralnem fizyki współczesnej. W początkowych stadjach teorii Bohra, celem znalezienia wartości energii w stanach stacjonarnych, używano metody niezupełnie konsekwentnej: zakładano, że do Rutherfordowskiego modelu atomu można stosować dynamikę klasyczną, jednakowoż z tem ograniczeniem, że z pośród różnych stanów, dopuszczalnych ze stanowiska dynamiki, wykluczano jako niemożliwe pewne stany, które nie spełniają pewnych dodatkowych, kwantowych warunków. Celem ilustracji tej metody rozważmy szczegółowo następujący najprostszy przypadek. Niechaj dookoła jądra, którego dodatni ładunek  $e$  jest skoncentrowany w punkcie, krąży jeden elektron o ładunku ujemnym  $e$ , po kole o promieniu  $a$ . Oznaczmy prędkość kątową promienia wodzącego elektronu przez  $\omega$ . Linjowa prędkość  $v$  elektronu równa się  $\omega a$ .

Z dynamiki klasycznej wiadomo, że przyciąganie elektrostatyczne jądra i elektronu, określone według prawa Coulomba wyrażeniem  $\frac{ee}{a^2}$ , stanowi siłę dośrodkową ruchu.

Mamy zatem równanie:

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e\epsilon}{a^2},$$

które można napisać w kształcie następującym:

$$ma^3\tilde{\omega}^2 = e\epsilon \dots \text{I.}$$

Według tego równania elektron może poruszać się po kole o dowolnym promieniu: wartość promienia jest określona przez prędkość początkową ruchu.

Według teorii Bohra droga elektronu ma jednak spełniać jeszcze warunek kwantowy. Warunek ten można wyrazić w przypadku jednostajnego ruchu po kole w następujący sposób: podwójna wartość energii kinetycznej elektronu, pomnożona przez okres  $T$  obiegu po kole, równa się całkowitej wielokrotności stałej Plancka. A zatem:

$$mv^2T = nh,$$

w czym  $n = 1, 2, 3 \dots$ . Liczby te nazywają się liczbami kwantowymi. Ponieważ  $T = \frac{2\pi a}{v} = \frac{2\pi}{\tilde{\omega}}$ , można warunek kwantowy napisać w następującym kształcie:

$$ma^3\tilde{\omega} = \frac{nh}{2\pi} \dots \text{II.}$$

Warunek kwantowy, w przypadku dowolnego ruchu periodycznego o okresie  $T$ , można wyrazić za pomocą następującego równania:

$$\int_0^T 2E_k dt = nh \dots \text{II}^*$$

$E_k$  jest energią kinetyczną.

W jednostajnym ruchu po kole energia kinetyczna jest stała; całka w lewej stronie ostatniego równania równa się zatem  $2E_k T = mv^2T$ .

Celem uzasadnienia równania II\* okażmy, że w przypadku t. zw. oscylatora Plancka równanie to wyraża dobrze z teorii ciała doskonale czarnego znany warunek, że oscylator może przyjmować energię tylko w kwantach równych  $h\nu$  ( $\nu$  jest częstością drgania). Energia rezonatora posiadającego całkowitą liczbę  $n$  kwantów energii równa się zatem  $nh\nu = \frac{nh}{T}$ .

Energia oscylatora równa się sumie energii potencjalnej i energii kinetycznej. Oscylator posiada tę własność, że średnie, dla całkowitego okresu obliczone, wartości energii potencjalnej i kinetycznej są sobie równe. Oznaczając te śred-



nie wartości przez  $\bar{E}_k$  i  $\bar{E}_p$ , mamy równanie  $\bar{E}_k = \bar{E}_p$ , przyczem  $\bar{E}_k = \int_0^T \frac{E_k dt}{T}$ ,

$$\bar{E}_p = \int_0^T \frac{E_p dt}{T}.$$

Z równania :

$$E_p + E_k = nhv$$

otrzymujemy, mnożąc przez  $dt$  i całkując, równanie :

$$\int_0^T E_p dt + \int_0^T E_k dt = nhv \int_0^T dt = nh.$$

Wprowadzając wartości średnie energii potencjalnej i kinetycznej, otrzymujemy równanie :

$$(\bar{E}_p + \bar{E}_k) T = 2\bar{E}_k T = \int_0^T 2E_k dt = nh.$$

Z równań I i II znajdujemy równania :

$$a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e \epsilon}$$

$$\tilde{\omega} = \frac{8\pi^3 m e^2 \epsilon^2}{n^3 h^3}$$

Z równań tych widzimy, że elektron w modelu Bohra nie może poruszać się po jakichkolwiek drogach. Różnym liczbom kwantowym, 1, 2, 3... odpowiadają ściśle określone promienie  $a_1, a_2, a_3$ , tudzież ściśle określone prędkości kątowe, a co zatem idzie, ściśle określone okresy  $T_1, T_2, T_3$ ... Mamy mianowicie:

$$a_1 : a_2 : a_3 \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 \dots$$

$$T_1 : T_2 : T_3 \dots = 1^3 : 2^3 : 3^3 \dots$$

Najmniejszej liczbie kwantowej ( $n = 1$ ) odpowiada najmniejsza wartość promienia, tudzież najmniejsza wartość okresu.

Obliczmy wreszcie całkowitą energję  $E_n$  elektronu w rozmaitych stanach stacjonarnych, z których każdy jest scharakteryzowany przez własną liczbę kwantową. Całkowita energia jest sumą energii potencjalnej  $E_p$  i energii kinetycznej  $E_k$ . Jest mianowicie :

$$E_p = -\frac{e\epsilon}{a} = -\frac{4\pi^2 m e^2 \epsilon^2}{n^2 h^2}.$$

Znak ujemny pochodzi stąd, że pomiędzy elektronem a jądrem atomu działa siła przyciągająca, która usiłuje zmniejszyć odległość  $a$ . W dalszym ciągu mamy równanie:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{2\pi^2 me^2 \epsilon^2}{n^2 h^2}$$

A zatem:

$$E_n = E_p + E_k = -\frac{2\pi^2 me^2 \epsilon^2}{n^2 h^2}$$

Liczbowi kwantowemu 1, 2, 3... odpowiadają wartości energii  $E_1, E_2, E_3...$ , które mają się do siebie odwrotnie jak kwadraty tych liczb kwantowych. Najmniejszej liczbie kwantowej ( $n=1$ ) odpowiada najmniejsza (z powodu znaku ujemnego) wartość  $E_1$  energii. Wyprowadzamy stąd wniosek, że stan stacjonarny o liczbie kwantowej 1, w którym elektron krąży po kole o najmniejszym promieniu  $a_1$ , jest stanem normalnym atomu. Z tego stanu można atom przeprowadzić do stanów o wyższych poziomach energii ( $n=2, 3...$ ) tylko przy zużyciu pracy.

Weźmy na uwagę dwa stany stacjonarne; niechaj dla jednego z tych stanów liczba kwantowa równa się  $p$ , dla drugiego  $s$ . Przypuśćmy, że drugi stan posiada wyższy poziom energii, że zatem  $s > p$ . Obliczmy różnicę energii  $E_s - E_p$  w tych dwu stanach. Znajdujemy równanie:

$$E_s - E_p = \frac{2\pi^2 me^2 \epsilon^2}{h^2} \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{s^2} \right)$$

Różnica  $E_s - E_p$  oznacza widocznie pracę, jaką atom winien jest pobrać, jeżeli elektron przejdzie ze stanu  $p$  do stanu  $s$ . Praca, jaką należy zużyć, aby elektron z poziomu  $p$  przenieść do nieskończoności ( $s =$  bardzo wielka liczba) jest równa  $\frac{2\pi^2 me^2 \epsilon^2}{h^2} \frac{1}{p^2}$ .

Jeżeli naodwrot elektron przechodzi z poziomu wyższego  $s$  na poziom niższy  $p$ , wówczas wyzwala się energia  $E_s - E_p$ , która w myśl drugiego postulatu Bohra przyjmuje formę energii promienistej; jej częstość  $\nu$  jest określona przez wzór II. Mamy zatem:

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^2 \epsilon^2}{h^3} \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{s^2} \right)$$

Ponieważ ładunek  $e$  jądra równa się iloczynowi  $ze$  ( $z =$  liczba atomowa), możemy wzór powyższy napisać jak następuje:

$$\nu = Rz^2 \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{s^2} \right) \dots \dots \text{III};$$

wielkość  $R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}$  jest wielkością stałą, zwaną stałą Rydberga.

Równanie III, wyprowadzone przez Bohra, zdaje sprawę, niekiedy w zdumiewająco dokładny sposób, z własności szeregów linii widmowych w widmach emisyjnych i absorbcyjnych pierwiastków.

Jeżeli elektrony w atomie „spadają“ z poziomów wyższych ( $s = 2, 3, 4 \dots$ ) na poziom najniższy ( $p = 1$ ), wówczas tworzy się szereg linii widmowych, w którym częstość linii określa wzór:

$$\nu = Rz^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{s^2} \right).$$

Przechodzenie elektronów z poziomów, dla których  $s = 3, 4, 5 \dots$ , na poziom  $p = 2$  wytworzy serję:

$$\nu = Rz^2 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{s^2} \right) \text{ i t. p.}$$

Równanie III zostało wyprowadzone w założeniu, że dookoła jądra krąży jeden tylko elektron. Warunek ten bywa urzeczywistniony w nielicznych tylko przypadkach: zawsze w przypadku wodoru; w przypadku helu, gdy atomy tego pierwiastka są przez proces jonizacji pozbawione jednego z dwu elektronów zewnętrznych. Jednakowoż istnieją przypadki, w których dookoła jądra krąży wiele elektronów, a mimo to równanie III, nieznacznie tylko zmodyfikowane, zdaje w przybliżeniu sprawę z własności widm, wysyłanych przez pierwiastki.

Z badań nad widmami pierwiastków w dziedzinie fal Röntgenowskich wynika, że serje widmowe w tej dziedzinie określa w przybliżeniu wzór następujący:

$$\nu = R \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{s^2} \right) (z - a)^2 \dots \dots \text{IV.}$$

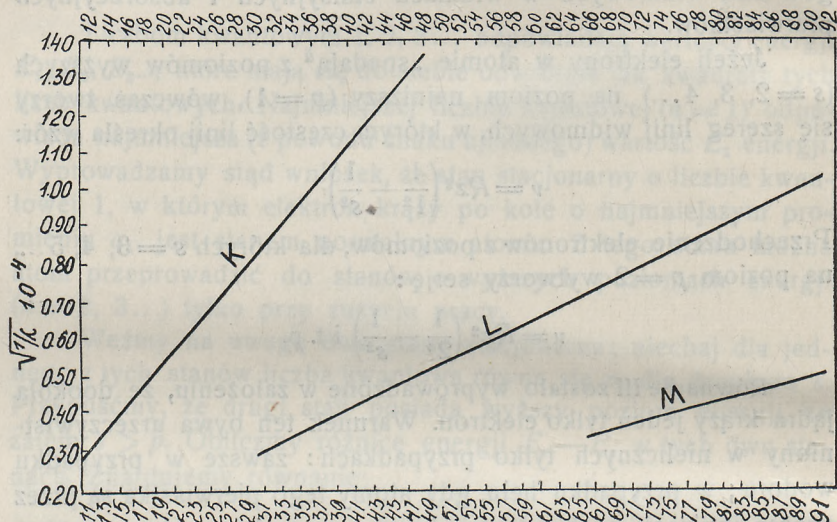
W serji, która występuje w widmach Röntgenowskich wszystkich pierwiastków, zwanej serją  $K$ , jest  $p = 1$ ,  $a = 1$ , a zatem:

$$\nu_K = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{s^2} \right) (z - 1)^2.$$

W serji zwanej serją  $L$  jest  $p = 2$ ,  $a = 7.4$  i t. d.

Uogólniając zatem teorię Bohra, twierdzimy, że serja *K* widm röntgenowskich tworzy się na skutek przechodzenia elektronów, które znajdują się w atomie w stanach o wyższym poziomie energii ( $s = 2, 3, 4 \dots$ ), do stanu o poziomie najniższym ( $p = 1$ ). Praca potrzebna, żeby elektron z najniższego poziomu energii przeprowadzić po za obręb atomu, równa  $Rh \frac{1}{1^2} (z - 1)^2$ .

Serja *L* powstaje wówczas, gdy elektrony z poziomów 3, 4, 5...



Ryc. 50.

przechodzą na poziom 2. Praca, związana z przeprowadzeniem elektronu z poziomu 2 poza obręb atomu, równa się  $Rh \frac{1}{2^2} (z - 7.4)^2$  i t. d. W powstawaniu widm röntgenowskich biorą zatem udział elektrony, które znajdują się bardzo blisko jądra.

Wzór IV różni się od wzoru I wyrazem  $(z - a)$ . Różnicę tę można zrozumieć, skoro się zważy, że przyciąganie przez jądro elektronów dalej od jądra się znajdujących jest częściowo zneutralizowane przez elektrony, które się bliżej jądra znajdują.

W równaniu IV jest zawarte twierdzenie Moseley'a, które zostało odkryte na drodze badań doświadczalnych: drugi pierwiastek z częstości linii, które w pewnej serji widm röntgenowskich różnych pierwiastków zajmują jednakowe położenie ( $p$  i  $s$

jednakowe), jest proporcjonalny do liczby atomowej, czyli do liczby z dodatnich elementarnych ładunków jądra.

Jeżeli zatem narysujemy wykres, w którym osią odciętych jest liczba atomowa, osią zaś rzędnych pierwiastek kwadratowy z częstości, wówczas różne punkty, które na tym wykresie wyobrażają analogiczne, do tej samej serji należące linie różnych pierwiastków, leżą na jednej prostej.

Ryc. 50, na której znajduje się taki wykres dla najsilniejszych linii serji *K*, *L*, *M*, daje wyobrażenie o dokładności, z jaką sprawdza się prawo Moseleya.

Prawo Moseleya daje nam w rękę najprostszą metodę, która prowadzi do wyznaczenia liczby atomowej pierwiastków drogą pomiarów fizycznych. Za pomocą tej metody ustalono ostatecznie porządek, według którego pierwiastki winny być uszeregowane w układzie periodycznym. Równocześnie został ustalony fakt, że pomiędzy wodorem a uranem istnieje tylko 90 miejsc w tym układzie; z pośród tych miejsc sześć, które nie były zajęte, należało przypisać nieznanym pierwiastkom. Cztery z nich (*hafnium*, *illinium*, *masurium* i *renium*) zostały istotnie odkryte.

Wzory III i IV są wzorami przybliżonemi. Nie możemy w tej książce zająć się uogólnieniem teorii Bohra, które doprowadziło do wzorów dokładniejszych.

## WYKAZ RZECZY.

- $\alpha$ -cząstki 14  
 $\alpha$ -promienie 10  
 absorbcja 10  
   — promieni  $\beta$  39  
   — promieni  $\gamma$  23  
 aktyn 4, 87  
 aktynon 49  
 annihilacja masy 123  
 $\beta$ -cząstki 14  
 $\beta$ -promienie 10  
 bar 3  
 bizmut 2  
 blenda smołowa 2, 3  
 brewium 85  
 chloru izotopy 102  
 ciepło wywiązane przez ciała promieniotwórcze 41, 94  
 ciężar atomowy 101, 122  
   — równoważnikowy 102  
 curie 51  
 $\delta$ -promienie 80  
 destylacja wielokrotna 103  
 dezintegracja 31  
   — zwykłych atomów 115  
 długość fali promieni  $\gamma$  20, 22  
 dyfuzja własna 100  
 działanie chemiczne promieni 13  
   — cząstek  $\alpha$  na zwykłe atomy 111  
 elektrometry 6, 9  
 elektron 17  
 elektrony zewnętrzne i wewnętrzne 110  
 eman 51  
 emanacja aktynu 52, 88  
   — radu 51, 64, 66, 67, 73, 104  
   — toru 52, 91  
 emanacje promieniotwórcze 49  
 energia ciał promieniotwórczych 41  
   — kinet. punktu mater. 120  
   — promienista 120  
 fluktuacje liczby cząstek  $\alpha$  60  
 fluorescencja 1, 12  
 $\gamma$ -promienie 10, 19  
 $H$ -promienie 112  
 hafnium 131  
 hel 29, 94  
 hipoteza Prouta 54, 118  
 illinium 131  
 indykatory promieniotw. 100  
 izotopy 78, 95, 111  
 Jachimów 2  
 jądro atomu 106  
 jonium 4, 86  
 jonizacja 1, 8, 24, 32  
   — naturalna 93  
 jony 8, 32  
 kamera jonizacyjna 28  
 katodowe promienie 17  
 kosmiczne promienie 25, 124  
 krystalizacja 3  
 liczba atomowa 84, 98, 107, 109, 131  
   — cząstek  $\alpha$  26, 59, 67  
 liczby kwantowe 126  
 mache 51  
 masa atomowa 118, 122  
   — atomu wodoru 18  
   — cząstki  $\alpha$  29  
   — cząstki  $\beta$  17  
 masurium 131  
 metoda kompensacji 41  
   — Wilsona 32, 112  
 mezotor 4  
   — I 90, 91

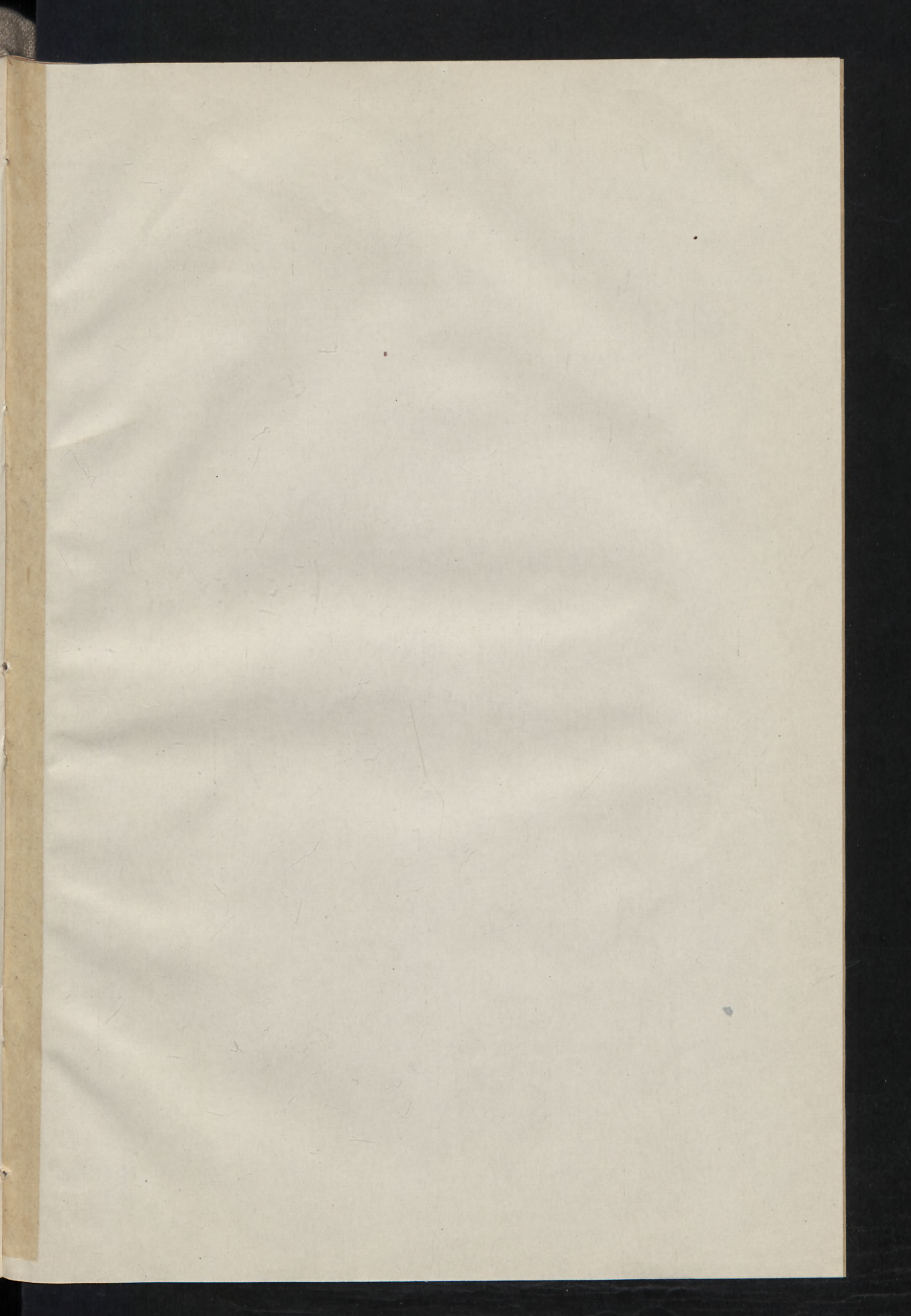
- mezotor II 90, 91  
 milicurie 51  
 model atomu 124  
 nabój cząstki  $\alpha$  29  
   — nabój cząstki  $\beta$  17  
 narastanie promieniotwórczości 46, 48, 53  
 natężenie promieniowania 17, 57  
 neon 100  
 odchylenie elektr. i magn. cząstek  $\alpha$   
   11, 12  
 odchylenie elektr. i magn. cząstek  $\beta$  11, 12  
   — promieni  $H$  114, 117  
   — teoria 14  
 odskok promieniotwórczy 80  
 okres połowicznego zaniku 43, 58, 67, 72  
 okres średni trwania 59  
 ołów 78, 84, 89, 90, 84, 97  
 osad promieniotwórczy 74, 88, 91  
 oscylator Plancka 126  
 plejady izotopów 96, 99  
 pleochroiczne pierścienie 95  
 polon 2, 4, 60, 77, 79  
 potas 5, 92, 103  
 poziomy energii 22, 128  
 prawo Moseleya 130  
   — rozpadu 57, 59  
 prąd nasycony 7  
 prędkość cząstek  $\alpha$  19, 36  
   — cząstek  $\beta$  17  
   — rozpadu 57, 59, 69  
 produkty rozpadu emanacji aktywny 89  
   — radu 73, 84  
   — toru 90  
 promienie Röntgena 1, 20, 129  
 promieniotwórczość 1, 9, 55  
   — wód 93  
   — ziem i skał 92  
 protaktyn 4, 88  
 proton 110, 115  
 rad 2, 4, 31, 53, 68, 99  
   — A 75, 78, 82  
   — B 76, 78, 82, 104  
   — C 76, 78, 104  
   — C' 76, 105  
   — C'' 76, 105  
   — D 76, 79, 96  
   — E 76, 79  
   — F 77  
 rad  $G$  77, 97  
 radioaktywność 88  
 radjotor 91  
 radon 49  
 reguła Geigera i Nuttalla 72  
   — Soddy'ego i Fajansa 104, 111  
 renium 131  
 rozpad atomów 55, 57, 60, 68  
 rozpraszanie promieni  $\alpha$  37, 107  
   — promieni  $\beta$  39  
   — promieni  $\gamma$  22  
 rozprężenie adiabatyczne 32  
 równowaga promieniotwórczości 61,  
   63, 65  
   — przemijająca 68  
 równoważnik powietrzny 37, 114  
 równoważność masy i energii 118  
 rubid 5, 92  
 scyntyllacje 13, 26, 114  
 spektograf do badania mas 17  
 spotkanie cząstki  $\alpha$  z atomem 106, 111  
   — protonu z elektronem 123  
 współczynnik absorpcji promieni  $\beta$  40  
   — promieni  $\gamma$  24  
 stała Faradaya 18  
   — Plancka 21, 125  
   — rozpadu 57  
 stany kwantowe 125  
 stosunek  $\frac{e}{m}$  cząstek  $\alpha$  19  
   — cząstek  $\beta$  18  
   — promieni  $H$  114  
 synteza atomów 123  
 szereg torowy 89  
   — uranowo-aktywny 87  
   — uranowo-radowy 82  
 szeregi linii widmowych 129  
 teoria atomu Bohra 124  
   — rozpadu 54  
 tor 2, 89  
   — D 91  
   — X 48  
 toron 49  
 transmutacja 31, 115  
 ultra- $\gamma$  promienie 24, 123  
 uran 2, 83  
   — I 83, 85, 105  
   — II 83, 85

uran  $X$  48, 61, 84  
 —  $X_1$  83, 85, 105  
 —  $X_2$  83, 85, 105  
 —  $Y$  83, 87  
 —  $Z$  84, 86  
 widmo  $\beta$ -promieni 73  
 — mas 16  
 — pasmowe 104

widmo radu 3  
 wiek minerałów 94  
 wtórne  $\beta$ -promienie 20  
 wzorce ilości radu 79  
 wzór Plancka 125  
 zanikanie promieniotwórczości 43  
 zasięg promieni  $\alpha$  36  
 — promieni  $H$  114







1. 20, 21, 22  
 - 2, 20, 21, 22  
 - 2, 20, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22

1. 20, 21, 22  
 - 2, 20, 21, 22  
 - 2, 20, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22  
 - 2, 21, 22



天

