

M. Żyw.

Ładunek atomów odskoku radu *D*.

On the charge of recoil-atoms of Ra D.

S u m m a r y.

The evidence on the charge carried primarily by the recoil-atoms is conflicting. Most of experimental work refers to atoms of *RaD*, recoiling from *Ra C*. Wood and Makower¹⁾, using a magnetic deflection method, have found that the *Ra D* atoms carry a unit positive charge. On the other hand, Wertenstein²⁾ examined by means of a Faraday cylinder the total charge carried in a high vacuum by the recoil-atoms of *Ra D* and concluded that they were initially uncharged but gained a positive charge by passing through a small thickness of matter. I am informed that McGee working at the Cavendish Laboratory, repeated recently Wertenstein's experiments in a improved form and found that the zero effect was due to the compensating presence of negative ions. If the ions were eliminated, the charge of the recoil-atoms appeared to be equal to the unit of positive charge.

It seems that the most reliable method is the method of magnetic deflection used by Wood and Makower, on condition that the vacuum is so good that the recoil-atoms do not suffer any collisions before reaching the photographic plate. This means that the pressure should be essentially below 1 bar. Wood and Makower's experiments were performed in 1915 and it seemed desirable to repeat them in a form which would satisfy the modern requirements of the high vacuum technique.

In my experiments the main part of apparatus containing the slit and the Schumann plate was evacuated many hours before the experiment was performed and the vacuum tested by means of a Knud-

¹⁾ Phil. Mag. 30, 811, 1915.

²⁾ C. R. de la Soc. Scient. de Vars. 8, 327, 1915.

sen gauge. The source — a platinum wire coated with $RaB + RaC$ — was introduced into an additional small volume separated from the main apparatus by a ground joint. The small quantity of air which entered during the introduction of the source was removed rapidly, the wire heated electrically in order to set free any adsorbed air or radon and the ground joint turned in such a way that the two parts communicated freely and a beam of α -particles and recoil-atoms was allowed to pass through the slit and fall on the Schumann plate. During the exposure which lasted for 70 minutes a magnetic field of 12 000 gauss was applied normally to the beam.

The results are shown on fig. 3, 4, 5. Fig. 3 was obtained when the pressure in the apparatus was of the order of 0,1 bar. The strong line is due to α -rays. The weak line corresponds to the undeflected beam. Between the two, but nearer to the α -line, there is a still weaker band. I attribute the undeflected line to the uncharged recoil-atoms and the band to atoms carrying a unit positive charge. The fact that the deflection of the band is more than one half of the deflection of the α -line, indicates that the charged atoms experience a loss of velocity. The obvious interpretation is that the recoil-atoms leave the wire uncharged, if they were initially present on its surface; atoms resulting from the decay of parent atoms situated in deeper layers of the wire (which penetrated there owing to the recoil of RaB from RaA), gain the positive charge in collisions with the atoms of the metal constituting the wire.

In order to make sure that the weak lines are really due to recoil-atoms, half of the Schumann plate was covered with a very thin mica foil. One can see (fig. 5) that the α -line occupies still the whole width of the plate while the weak lines are present only on the uncovered half. This is just what would be expected of recoil-atoms, as they are unable to penetrate even through the thinnest foils of mica.

Fig. 4 refers to the case when the pressure in the apparatus was 5 bars. The two weak lines are now of equal intensity, they are both diffuse and the sum of their intensities is distinctly smaller than in the former case. It seems probable that the general weakening is due to the scattering of the recoil-atoms away from the beam, and perhaps also to the fact that some of them gain a double positive charge, while the fact that the undeflected line is the more affected one, points to the conclusion that the proportion of uncharged atoms is greatly diminished by the effect of collisions with gas molecules.

All these results substantiate the conclusions reached by W e r t e n s t e i n in his quoted paper. W o o d and M a k o w e r ' s results may be due to the fact that the vacuum in their apparatus was not high

enough. It is more difficult to account for the disagreement of present work with that of Mc Gee.

Miroslaw Kernbaum Radiological Laboratory of the Scientific Society of Warsaw, December 1, 1931.

Manuscript received January 23rd 1932.

Odskok atomów *Ra D* związany jest ze zjawiskiem wysyłania promieni α przez atomy *Ra C*. Ładunek cząstki α , jak wiadomo, wynosi dwa ładunki elementarne, zaś całkowity ładunek atomu równa się zeru: należało się więc spodziewać ujemnego ładunku atomów odskoku. Jednak doświadczenie tego nie potwierdza. Okazało się, że w powietrzu pod ciśnieniem normalnym nabój atomów odskoku α (prawdopodobnie tylko części odskoku) jest dodatni. S. Ratner¹⁾ w r. 1912 wykazał, iż atomy odskoku mają ruchliwość jonów dodatnich o 1 ładunku elementarnym. Szczegółowe prace nad ładunkiem odskoku *Ra B* i *D* w próżni wykonali L. Wertenstein,²⁾ W. Makower i S. Russ³⁾, W. Makower i Walmsley⁴⁾ oraz Wood i Makower⁵⁾. Wertenstein posługiwał się w swej pracy przyrządem podobnym do puszki Faradaya. Na ściankach puszki zbierano atomy i mierzono ich całkowity ładunek. Na zasadzie swych pomiarów Wertenstein doszedł do wniosku, że atomy odskoku *Ra D* są nienaładowane, jeżeli jednak atomy te w drodze swej od źródła do puszki zderzają się z cząsteczkami gazu, wówczas zdobywają ładunek dodatni równy ładunkowi elementarnemu. Zjawisko to zachodzi, gdy ciśnienie w przyrządzie jest rzędu kilku barów. Wnioski te stoją w sprzeczności z wynikami, otrzymanymi przez uczonych angielskich. Metoda, jaką stosowali ci ostatni, jest identyczna z metodą klasyczną wyznaczania stosunku e/m cząstek α i β . Polega ona na wytwarzaniu w próżni wiązki atomów odskoku i odchyłaniu wiązki tej w polu magnetycznym lub elektrycznym. Do pomiarów odchylenia niezbędne jest użycie kliszy fotograficznej. Ponieważ pęd atomu odskoku równa się pędowi cząstki α , wyrzuconej w przemianie, w której atom ten powstaje, przeto do wyznaczenia ładunku atomu odskoku wystarcza badanie odchylenia w polu magnetycznym.

¹⁾ S. Ratner, C. R. 155, 1912.

²⁾ L. Wertenstein, C. R. de la Société Scientifique de Varsovie 8, 327, 1915.

³⁾ M. Makower i S. Russ, Phil. Mag. 20, 875, 1915.

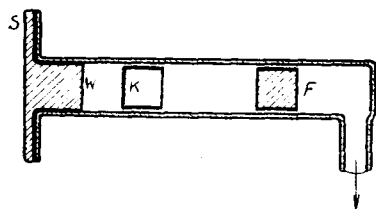
⁴⁾ W. Makower i H. P. Walmsley, Phil. Mag. 29, 253, 1915.

⁵⁾ A. B. Wood i W. Makower, Phil. Mag. 30, 811, 915.

Zachodzą tu trzy możliwości. Jeżeli atomy odskoku są nienaładowane, wówczas nie mogą się odchyłać w polu magnetycznym. Jeśli ładunek ich równa się nabożowi elementarnemu, odchylenie ich powinno wynosić połowę odchylenia cząstek α . Wreszcie, jeżeli ładunek ich jest taki sam jak ładunek cząstek α , odchylenie atomów odskoku powinno być równe odchyleniu cząstek α . Wspomniani autorowie stosowali tę metodę do atomów odskoku $Ra B$ (powstającego w przemianie $\alpha Ra A$) i $Ra D$ (powstającego w przemianie $\alpha Ra C'$). W obu przypadkach analiza prążków otrzymanych na kliszach prowadziła do potwierdzenia drugiej hipotezy, t. j. do wniosku, że atomy odskoku posiadają ładunek elementarny dodatni. Należy zaznaczyć, iż wspomniane doświadczenia pozostawiają wiele do życzenia z punktu widzenia nowoczesnej techniki próżniowej i nie jest rzeczą wykluczoną, że atomy odskoku ulegały zderzeniom z cząsteczkami gazu, zanim dobiegły do kliszy fotograficznej. Gdyby tak było, sprzeczność wspomnianych wyników z wynikami L. Wertensteina byłaby tylko pozorna. W tym stanie rzeczy wskazane było ponowne podjęcie tego zagadnienia. Najwłaściwszem wydawało się zastosowanie metody odchylenia w polu magnetycznym, w warunkach, które dawałyby pewność, że zderzenia między atomami odskoku, a cząsteczkami gazu nie zachodzą.

Doświadczenia wstępne.

Pierwsze próbne doświadczenia robiłem nad odskokiem $Ra B$, posługując się przyrządem podobnym do przyrządu użytego przez Makowera i Walmsleya. Aparatura (rys. 1) składała się z rury



do pomp próżn.

Rys. 1.

S — szlif; W — walec przymocowany do szlifu S; K — szczelina; F — krążek metalowy.

mosiężnej, z jednej strony zamkniętej szlifem S, z drugiej zaś znajdowało się odprowadzenie do pomp próżniowych. Do szlifu był przytwierdzony walec W, mający rowek. W rowku tym umieszczałem drut aktywowany w ciągu 10 minut w radonie, źródło promieniotwórcze zawierało zatem $Ra A$ z niewielką tylko domieszką $Ra B$ i C. Atomy $Ra B$, wyrzucane w przemianie $Ra A$, zbierałem na krążku, znajdującym się w odległości 4 cm od szczeliny K i 45 mm od drucika aktywowanego. Cały przyrząd był umieszczony między biegunami elektromagnesu. Drucik platynowy o średnicy 0,4 mm aktywowałem, jak zaznaczono wyżej, w ciągu 10 minut. Po

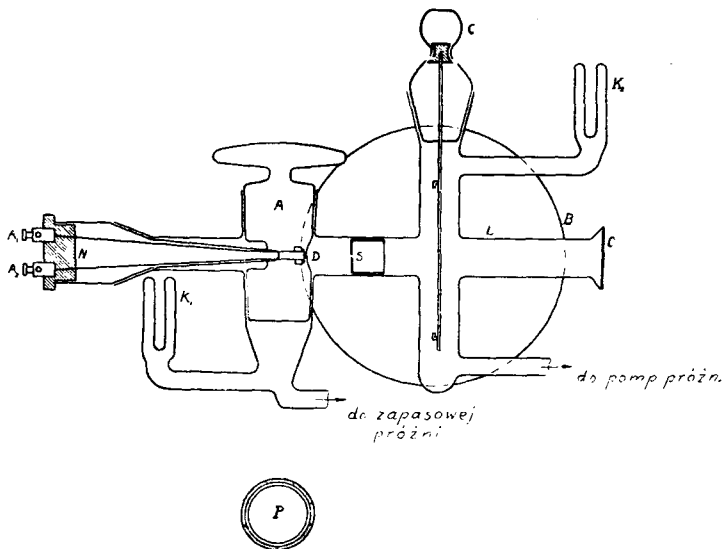
możesz zobaczyć

wyjęciu drucika z naczynia aktywacyjnego wkładałem go do rowka *R* i szybko wsuwałem szlif do przyrządu, uprzednio włączając pole magnetyczne o natężeniu 14 000 gaussów. Po skończonym doświadczeniu, trwającym 15 minut, otwierałem przyrząd, wyjmowałem krążek i kładłem go na zwykłą kliszę. Promienie α *Ra C*, powstającego z rozpadu atomów odskoku *Ra B*, osadzonych na receptorze, zaczerniały kliszę in situ. Już w pierwszych doświadczeniach otrzymywałem dwa prążki, z których jeden był śladem wiązki nieodchylonej, odchylenie zaś drugiego dowodziło, że był on śladem atomów odskoku posiadających elementarny ładunek dodatni. W doświadczeniach tych miałem zatem do czynienia zarówno z atomami naładowanymi, jak i nienaładowanymi. Oba prążki posiadały mniej więcej to samo natężenie i były bardzo rozmyte, co dowodziło, że atomy odskoku zderzały się z cząsteczkami gazu. W istocie ciśnienie nie spadało nigdy poniżej 0,001 mm *Hg*, tłumaczy się to tem, że przyrząd należało otworzyć przed doświadczeniem w celu umieszczenia aktywowanego drucika, ze względu zaś na krótki okres życia *Ra A*, doświadczenie trwało zbyt krótko, aby można było osiągnąć dość dobrą próżnię. Z tego powodu zbudowałem przyrząd, w którym przy wkładaniu drucika aktywowanego powietrze wchodziło tylko do małej części aparatury, reszta zaś przyrządu stale pozostawała pod próżnią.

Przyrząd użyty w doświadczeniach ostatecznych.

Zasadniczą częścią aparatury była szklana rura *L* (rys. 2), podzielona kranem *A*, wewnątrz wydrążonym. Kran dzielił rurę na dwie nierówne części: lewą mniejszą, prawą większą; z lewej strony rura zamykała się korkiem szklanym *N* w kształcie nóżki lampowej, wchodzącym w głąb kranu. Na końcu nóżki wtopione były dwa druty platynowe, zakończone małymi rurkami, w które wkładało się drucik aktywowany *D*. Po prawej stronie w odległości 1 cm od wylotu kranu umieszczona była szczelina *S*, za nią znajdował się szlif *C*, do którego była przytwierdzona sztabka z oparciami dla kliszy. Sztabka była odległa od szpary *S* o 45 mm. Na prawym końcu rury umieszczone było okienko, przez które obserwowałem drucik aktywowany *D*. Dzięki temu okienku mogłem ustawiać drucik w ten sposób, by był równoległy do szczeliny i znajdował się w płaszczyźnie przechodzącej przez oś rury *L*. Do dokładniejszego nastawienia drucika służyła szpara w sztabce. Szpara ta była na tym samym poziomie, co szczelina *S*. Kran *A*, o średnicy 24 mm u dołu i 28 mm u góry, miał dwa otwory: jeden był wycięty wzdłuż łuku, obejmującego $\frac{1}{4}$ część obwodu, drugi zaś — zwykły, okrągły odpowiadający rurce wylotowej. Kran zatem można było tak ustawić, aby przy wyjęciu korka szlifowanego *N* powietrze wchodziło tylko do lewej części aparatury, prawa zaś pozostawała nadał pod próżnią. Urządzenie to pozwalało

otrzywać podczas doświadczenia ciśnienie niższe od 0,0001 mm Hg (według manometru absolutnego Knudsen'a). Kran *A* miał jeszcze połączenie z trzema butelkami dwulitrowymi, służącymi do szybkiego opróżniania lewej strony aparatury. Każda z butelek zaopatrzona była w oddzielny kran. Przyrząd łączyło się zrazu z jedną butelką, następnie



Rys. 2.

A — kran; *C* — szlif; *B* — brzeg biegunów elektromagn.; *D* — drucik platynowy, służący do aktywacji; *S* — szczelina; *L* — rura; *K*₁, *K*₂ — naczynia Dewara; *N* — korek szlifowany w kształcie nóżki lampowej; *O* — okienko; *A*₁, *A*₂ — kontakty elektryczne;

P — Przekrój środkowy kranu *A* widziany z góry.

wyłączało się ją i otwierało kran drugiej butelki i t. d. Ciśnienie w aparaturze malało wówczas w postępie geometrycznym: po wyłączeniu trzeciej butelki wynosiło 0,02 mm Hg. Do prawej i lewej części przyrządu były dolutowane naczynia Dewara, służące do wymrażania par rtęci i innych. Z prawej strony znajdowało się odprowadzenie do pomp próżniowych, lewą część można było również połączyć z pompami, omijając resztę aparatury. Do mierzenia ciśnienia używałem miarki MacLeoda i bezwzględne manometru Knudsen'a.

Po włożeniu drucika do aparatury należało go wyprażyć, aby pozbyć się adsorbowanych na nim gazów. W tym celu druty platynowe, wtopione do nóżki, były połączone z kontaktami *A*₁ i *A*₂, do których był doprowadzony prąd elektryczny. Drucik aktywowany znajdował się w odległości 3 mm od wylotu przeciwnego kranu *A*, odległość zaś od

szczeliny S wynosiła 17 mm i od kliszy 62 mm; przy tych odległościach odchylenie naładowanej wiązki atomów odskoku jest niewielkie. Ze względu na to, że droga atomów odskoku (i cząstek α) nie przebiegała całkowicie w jednorodnym polu magnetycznym, trudno jest obliczyć dokładnie wielkość spodziewanego odchylenia x . Poniżej podaję je, zakładając, iż między źródłem i szczeliną pole równa się zeru, między szczeliną zaś a kliszą pole jest jednorodne o natężeniu 12 000 gaussów. $a = x(2R - x)$, gdzie R jest promieniem krzywizny, x (odchylenie) jest bardzo małe w stosunku do R , zaś $a = 45$ mm jest odległością szczeliny od kliszy, zatem w przybliżeniu

$$a^2 = x \cdot 2R, x = \frac{a^2}{2R}, RH = \frac{mv}{c} = 800.000, H = 12.000 \text{ G, zatem } R = 66,5,$$

$$x = \frac{20.25}{133} = 0,15 \text{ cm (} m \text{ — masa atomu, } v \text{ — jego szybkość i } e \text{ — ładunek — dodatni — odskoku).}$$

Obliczenie to jest tylko przybliżone, co zresztą jest dla nas bez znaczenia, gdyż (jak łatwo widzieć) służy nam tylko do identyfikacji prążków. Należy jeszcze zaznaczyć, że cząstka α , której emisja powoduje odskok $Ra D$, ma promień krzywizny dwa razy mniejszy od promienia krzywizny odskoku, gdyż pęd jej jest równy pędowi odskoku, zaś ładunek dwa razy większy. Stąd też odchylenie wiązki cząstek α jest dwa razy większe od odchylenia atomów odskoku. Aby prążki odskoku i cząstek α nie zlewały się, należało dać szczelinę S dostatecznie wąską i drucik dostatecznie cienki.

Dobre wyniki otrzymałem ze szczeliną szerokości 0,13 mm i drucikiem o średnicy 0,2 mm.

W przyrządzie tym badałem tylko atomy $Ra D$. Fotografję atomów odskoku $Ra B$ otrzymujemy łatwo na zwykłej kliszy, gdy aktywność drucika, wynosi zaledwie 1 milicurie; w istocie, jak zaznaczałem, promienie α $Ra C$, powstającego z $Ra B$ zaczerniają łatwo kliszę. O wiele trudniej otrzymać obraz odskoku $Ra D$. Aktywność $Ra D$, powstającego z $Ra C$ jest bardzo słaba, zatem promienie β wysyłane przez $Ra D$ umiejscowiony na kliszy, nie zaczerniają jej, same zaś atomy $Ra D$ nie mogą przebić emulsji zwykłej kliszy. Obraz odskoku $Ra D$ można otrzymać tylko na kliszy *Schumann*, na której warstwa światłoczuła posiada minimalne ilości żelatyny. Trzeba jednak zebrać o wiele większą ilość $Ra C$ na druciku niż $Ra A$, by móc otrzymać na kliszy *Schumann* prążek odskoku.

Makower otrzymał obraz odskoku $Ra D$ mając na druciku aktywność wynoszącą 30 milicurie. Otrzymał on tę aktywność, aktywując drut w kapilarze zawierającej 300 milicurie radonu. W pracowni radiologicznej Warszawskiego Towarzystwa Naukowego miałem do rozpo-

rządzenia od 20 do 30 mc, zatem w zwykłym naczyniu aktywacyjnym otrzymywałem od 2 do 3 mc osadu radjoaktywnego. Ilość ta nie wystarczała do otrzymania fotografii odskoku. Skierowałem wówczas cały wysiłek na wynalezienie innego sposobu aktywowania, dającego możliwość zebrania w tych warunkach większej ilości radu C na druciku. Próbowałem sposobu aktywowania, używanego przez *Rosenblum* w Paryżu. *Rosenblum* aktywował druciki w kapilarze zamkniętej rtęcią. Drucik wsuwało się poprzez rtęć. Sposób ten niezupełnie mi odpowiadał, gdyż za każdym włożeniem drucika do kapilary dostawało się tam zbyt dużo powietrza i tem samym wydajność przyrządu znacznie malała. Dobre wyniki dała dopiero aktywacja drucika bezpośrednio w przyrządzie służącym do oczyszczania radonu. Do tej aparatury przytapiałem kilka rurek o średnicy 6 mm z końcami wyciągniętymi w kapilary o średnicy 1 mm. Do tych kapilar wtapiałem druciki platynowe o średnicy 0,2 mm. Następnie wypompowywałem powietrze z przyrządu i wpuszczałem do niego radon, dobrze oczyszczony z obcych par i gazów. Chcąc zebrać radon w odpowiedniej kapilarze, kondensowałem go przy pomocy ciepłego powietrza na ściankach rurki i wpychałem rtęcią radon do kapilary. Radon powinien być zmieszany z pewnym nadmiarem powietrza tak, aby całkowite ciśnienie podczas aktywacji było zbliżone do atmosferycznego. Inaczej bowiem odległość drucika od ścianek byłaby mniejsza od zasięgu odskoku $Ra A$ i wszystkie atomy $Ra A$ wbijałyby się zbyt głęboko w metal drutu, co jak zobaczymy niżej uniemożliwiłoby otrzymanie wyników poprawnych. Gdy zatem chciałem zaktywować drucik o długości 5—6 mm, pozostawiałem w przyrządzie nieco powietrza w ilości równoważnej 3—4 mm³ pod normalnem ciśnieniem. Wydajność tego przyrządu dochodziła do 30%, z łatwością więc otrzymywałem na druciku od 6—9 milicurie $Ra C$. Ilość ta nie wystarczała jeszcze do otrzymania dość wyraźnego obrazu odskoku $Ra D$. Musiałem zatem powtarzać to samo doświadczenie z tą samą kliszą i w tych samych warunkach dwa lub trzy razy. Przyrząd mój był zresztą przystosowany do powtarzania doświadczeń w niezmiennych warunkach. Dzięki kranowi A próżnia przy zmianie drucika, bądź też przy wypompowywaniu powietrza z butelek, lub z lewej strony przyrządu, nie zmieniała się w prawej (większej) części aparatury.

Przebieg doświadczeń.

Przedewszystkiem ustawiałem drucik platynowy D na poziomie szczeliny S i równoległe do niej. Następnie tak ustawiałem kran A , że prawa część aparatury oddzielona była od lewej, zakładałem kliszę i robiłem próżnię. Wypompowywałem powietrze w ciągu dwu dni. Na

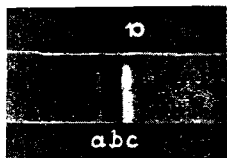
10 godzin przed właściwym doświadczeniem zaczynałem wymrażanie par w przyrządzie ciekłym powietrzem.

Drucik aktywowałem w ciągu trzech godzin, otrzymywałem wówczas na nim *Ra A*, *B*, i *C* w równowadze. Po wyjęciu drucika z naczynia aktywacyjnego, mierzyłem jego aktywność gamma zapomocą kwarcu piezoelektrycznego i elektrometru kwadrantowego; wynosiła ona od 5 do 9 milic. (miałem od 20 do 30 mc radonu). Następnie wyjmowałem nóżkę *N*, wkładałem do rurek platynowych drucik aktywowany i szybko wsuwałem ją z powrotem do przyrządu, bacząc, by drucik po drodze nie dotknął ścianek naczynia. Wówczas otwierałem krany opróżnionych butelek. Zkolei nalewałem ciekłego powietrza do naczynia Dewara dla skroplenia par w lewej części przyrządu i włączałem na 1—2 minuty prąd elektryczny ogrzewający drucik do 300—400 stopni C, w celu wyrzucenia adsorbowanego radonu i innych gazów; następnie łączyłem lewą część przyrządu z pompami próżniowymi, omijając resztę aparatury. Po upływie 15—20 minut wytwarzałem pole magnetyczne o natężeniu 12 000 gaussów i otwierałem kran *A*, by móc naświetlić kliszę. Próżnia w przyrządzie prawie się nie zmieniała, ciśnienie pozostawało niższe od 0,0001 mm Hg. Wobec tego, że fotografowanie rozpoczynałem po 20—30 minutach od chwili wyjęcia drucika z naczynia aktywacyjnego, *Ra A*, którego czas zaniku do połowy wynosi około 3 minut, nie odgrywał już żadnej roli i na kliszy otrzymywałem tylko obraz odskoku *Ra D*. Naświetlanie kliszy trwało siedemdziesiąt minut.

Wyniki i wnioski.

Na kliszy otrzymywałem trzy prążki: jeden odpowiadający wiązce promieni nieodchylonych w polu magnetycznym, drugi był obrazem odchylonej wiązki cząstek mających elementarny ładunek dodatni, trzeci zaś powstawał wskutek atakowania kliszy promieniami α . Najprostszą interpretacją istnienia prążka nieodchylonego byłoby przypisanie go działaniu atomów odskoku nienaładowanych. Należało jednak upewnić się, że prążek ten nie mógł powstać wskutek działania innych czynników np. światła lub promieni γ . Ta ostatnia możliwość upada wobec faktu, że szpara wycięta była w blaszce grubości 0,5 mm, zatem tak cienkiej, że natężenie wiązki, przepuszczonej przez szparę było niemal takie same, jak natężenie tła, to jest promieni γ przechodzących przez blaszkę. Natomiast nie było wykluczone, że prążek powstał pod działaniem słabej wiązki światła. Światło to nie mogło pochodzić z zewnątrz, gdyż przyrząd był szczelnie osłonięty, jednakże słabe źródło światła istniało w samym przyrządzie, mianowicie szklane ścianki kranu *A*, które fluoryzowały pod wpływem cząstek α . Aby uniknąć fluorescencji wyłożyłem wewnątrz kranu blachą ołowianą: prążek jednak ukazywał

się nadal, mógł on zatem być tylko obrazem wiązki nienaładowanych atomów odskoku *Ra D*. Dla dokładniejszego sprawdzenia tego wniosku zrobiłem jedno doświadczenie z kliszą do połowy zasłoniętą minką przezroczystą grubości 0,015 mm. Otrzymałem wówczas tylko na jednej połowie kliszy (rys. 5) obraz atomów odskoku nienaładowanych i naładowanych, prążek zaś odpowiadający promieniom α ukazał się na całej szerokości kliszy, oczywiście słabszy nieco po stronie zasłoniętej minką. Ta fotografia jest najlepszym dowodem istnienia w próżni nienaładowanych atomów odskoku *Ra D*. Prążek nieodchylony w dobrej próżni t. j. pod ciśnieniem 0,0001 Hg był zawsze ostry, natomiast rozmyty pod ciśnieniem wynoszącym od 0,004 do 0,006 mm Hg. Rozmycie to powstaje



Rys. 3. Obraz odskoku *RaD* nienaładowanego, naładowanego i cząstek z naładowanego pod ciśnieniem 0,0001 mm Hg.



Rys. 4. Obraz odskoku *RaD* naładowanego i nienaładowanego pod ciśnieniem 0,005 mm Hg. Nałożenie prążków odskoku jest jednakowe.



Rys. 5. Obraz odskoku *RaD* naładowanego i nienaładowanego pod ciśnieniem 0,0001 mmHg, otrzymany na kliszy do połowy zasłoniętej minką grubości 0,015 mm.

wskutek rozpraszania atomów odskoku przy zderzeniu się ich z cząsteczkami powietrza. Powstanie prążka drugiego, środkowego, przypisałem za *M a k o w e r e m* i *W o o d e m* naładowanym atomom odskoku. Prążek ten zawsze jest szeroki, przytem ze strony lewej, bliższej prążkowi zerowemu, jest ostry, z drugiej zaś strony — rozmyty. Lewa krawędź prążka środkowego wypada mniej więcej na połowie drogi między prążkami Skrajnymi, natomiast prawa jest o wiele bliższa obrazu wiązki promieni α . szerokość prążka świadczy o tem, że składają się na jego powstanie atomy o różnych prędkościach; przytem prędkość największa, której odpowiada ostra granica prążka, posiada w granicach błędu wartość teoretyczną, t. j. przepisaną przez prawo równości pędu atomu odskoku i cząstki α . Istnienie całego przedziału prędkości mniejszych od prędkości granicznej dowodzi, że atomy naładowane doznają straty prędkości w stopniu różnym dla różnych atomów. Przyczyny tej straty prędkości należy szukać w samym sposobie osadzenia substancji promieniotwórczej na drucie platynowym. Atomy radu *A*, *B* i *C*, wbijając się podczas aktywacji druczika w metal, osadzają się na różnych poziomach. Atomy odskoku *Ra D*, pochodzące z głębszych warstw osiągną mniejszą prędkość, gdyż tracą część energii przy przebijaniu się przez metal, odchylają się zatem bardziej w polu magnetycznym niż atomy, pochodzące z powierzchni druczika. Należy zatem spodziewać się wielkiego spadku szybkości,

różnego dla różnych atomów i wielkiego rozmycia prążka środkowego, a nawet nakładania się na prążek promieni α . Jest rzeczą możliwą, iż atomy radu *D*, pochodzące z głębokich warstw, mają energję zbyt małą, by zaczernić kliszę. Pod ciśnieniem niskim rzędu 0,0001 mm Hg spadek prędkości atomów odskoku w źródle, różny dla różnych atomów, jest jedyną ważną przyczyną rozmycia się prążka środkowego. Pod wyższym ciśnieniem, wynoszącym 0,005 mm Hg rozproszenie atomów odskoku, wynikające ze zderzeń z cząsteczkami powietrza, przyczynia się również do rozlania się prążka odskoku naładowanego. Zaczernienie prążków odskoku jest zależne od ciśnienia panującego w aparaturze. Prążek odskoku nienaładowanego, otrzymany pod ciśnieniem 0,0001 mm Hg, jest o wiele ciemniejszy od prążka odskoku naładowanego, co dowodzi, że atomy odskoku w znacznej większości są nienaładowane (rys. 3). W miarę wzrostu ciśnienia obraz odskoku nienaładowanego rozjaśnia się; pod ciśnieniem 0,005 mm Hg zaczernienie prążków odskoku naładowanego i nienaładowanego zrównywało się (rys. 4). Zjawiska te tłumaczą się tem, iż w dobrej próżni (ciśnienie 0,0001 mm Hg) atomy odskoku zdobywają ładunek jedynie wskutek zderzeń się z atomami metalu, gdyż liczba napotkanych przez odskok cząsteczek powietrza jest bardzo mała, naładowane są zatem tylko atomy pochodzące z głębszych warstw metalu drucika, atomy mniej liczne i o mniejszej prędkości. Przy zwiększaniu ciśnienia, coraz to częściej atomy odskoku zderzają się po drodze z cząsteczkami gazu, wzrasta liczba naładowanych atomów, liczba zaś nienaładowanych zmniejsza się; pod ciśnieniem 0,005 mm Hg, przy którym droga swobodna jest rzędu 1 cm, liczba ich się wyrównywa (w przybliżeniu). Interpretacja ta jest całkowicie zgodna z poglądem L. Wertenstein'a, według którego ładunek atomu odskoku powstaje wskutek zderzeń tych atomów z atomami obcemi.

Po ukończeniu mojej pracy ukazała się w *Nature*¹⁾ wzmianka o doświadczeniach dokonanych przez Mac Gee. Autor ten, stosując metodę L. Wertenstein'a z pewnemi ulepszeniami, otrzymał wyniki sprzeczne z mojami, zgodne zaś z wynikami Makowera i jego współpracowników. Wobec tego, że szczegółowy opis tej pracy nie ukazał się jeszcze w druku, nie mogę jej tu omówić. Pragnąłbym jednak zaznaczyć, iż w zagadnieniach tego rodzaju metoda fotograficzna jest pewniejsza od metody badania naboju całkowitego.

Niechaj mi jeszcze wolno będzie wyrazić podziękowanie p. prof. L. Wertensteinowi za życzliwe wskazówki udzielane mi w ciągu pracy.

Pracownia radiologiczna im. Mirosława Kernbauma.

Rękopis otrzymany dnia 23 stycznia 1932.

¹⁾ Mac Gee, *Nature*, 1931.