

H. Herszfeld.

## O emisji elektronowej metali pod wpływem twardych promieni gamma.

*On the number of electrons ejected under the influence of hard  $\gamma$ -rays.*

### S u m m a r y.

According to results obtained recently by different authors<sup>1)</sup>, the absorption of hard  $\gamma$ -rays per electron increases with the atomic number of the absorbing element, the increase attaining 35% for filtered  $\gamma$ -rays of *ThC'* when the atomic number increases from 13 (*Al*) to 82 (*Pb*). This result is interpreted as indicating the existence of a nuclear absorption of  $\gamma$ -rays. The nature of this absorption is unknown but it is clear that if it is accompanied by the emission of any particles by the nucleus, then we have to admit the existence of a new type of artificial disintegration.

A certain amount of light could be thrown on this question by measuring the total electronic emission of different elements under the influence of hard  $\gamma$ -rays. The determination of this quantity is rendered difficult by the absorption of electrons in the emitting element. One can, however, measure the emission as a function of the thickness of a given element and extrapolate the results to thickness zero. Another method would be to measure the emission from a layer giving the equilibrium amount of corpuscular radiation but having (as it happens to be) a vanishingly small absorption for  $\gamma$ -rays. In this case, the number of electrons ejected is equal per quantum of  $\gamma$ -rays to  $\sigma'_e/\mu_e$ ,  $\sigma'_e$  being the total number of electrons liberated from atoms per one  $\gamma$ -quantum and one electron of the absorbing element and  $\mu_e$  the coefficient of absorption per electron of the

<sup>1)</sup> G. C. Tarrant, Proc. Roy. Soc. 128, 345, 1930. T. Y. Chao, Proc. Nat. Acad. Amer. 16, 431, 1930. L. Meitner and H. Hupfeld, ZS. f. Phys. 67, 147, 1931; I. Jacobsen, ZS. f. Phys. 70, 145, 1931.

electronic radiation<sup>1)</sup>. This last quantity cannot be defined in a precise manner, but from empirical studies of  $\beta$ -rays we can deduce the law of its variation with the atomic number and this knowledge will enable us to compare roughly the total electronic emission of different elements.

The  $\gamma$ -rays of *RaC*, filtered through 3,7 cm of *Pb*, can be considered as approximately homogeneous, their equivalent wave-length being equal to 6,6 X. U. We have made an estimate of the quantity  $\sigma'_e$ , the number of electrons ejected from a given element by the  $\gamma$ -rays of the above type, per electron of the absorbing substance and per one quantum of  $\gamma$ -rays. Our calculations are based partly on results obtained by Prelinger<sup>2)</sup> and Enderle<sup>3)</sup> and partly on our own experiments.

Prelinger and Enderle have investigated the electronic emission from different elements under the influence of  $\gamma$ -rays of *RaC*, filtered through different thicknesses of lead, as function of the thickness of the emitting substance. Although their purpose was to study the asymmetry of electronic emission, *i. e.* the ratio of the forward to the back radiation, we can use directly their data for our problem. Extrapolating their curves, obtained with  $\gamma$ -rays filtered through 3,7 cm of *Pb*, to thickness zero and reducing the results to an equal number of electrons for all elements investigated, we obtain the following table of relative values of  $\sigma'_e$ .

Element	<i>Fe</i>	<i>Ag</i>	<i>Pb</i>
$\sigma'_e$	1	1,24	1,68

The increase of  $\sigma'_e$  with the atomic number is very significant. We find also in the quoted papers data on the emission from *Al* and *Cu* which would be interesting as giving the relative value of  $\sigma'_e$  for still smaller atomic number, but unfortunately in that case the number of points is small and the „air effect“ very large compared with the measured effect, so that no definite conclusions can be drawn from these data. We can, however, obtain a check of the above results and also extend them to the case of *Al*, by using the second method of calculation, *i. e.* by comparing the equilibrium corpuscular radiation from different ele-

<sup>1)</sup> It was assumed in this paper that the photoelectric effect is for hard  $\gamma$ -rays very small comparatively to the Compton effect. Recent experiments of L. H. Gray (the results of which were communicated kindly by Lord Rutherford to Prof. Wertenstein) indicate a higher proportion of photoelectric to Compton absorption than was hitherto admitted. By subtracting the coefficient of photoelectric absorption one would obtain a variation of  $\sigma'_e$  less rapid than indicated in this paper. The general conclusions seem however to remain unchanged. ---  
(Note added during the proofs).

<sup>2)</sup> H. Prelinger, Wiener Ber. 137, 279, 1931.

<sup>3)</sup> A. Enderle, Wiener Ber. 131, 548, 1931.

ments. The interesting point is that this quantity is very nearly the same for all elements investigated, i. e. for *Al*, *Cu*, *Fe*, *Ag* and *Pb*. This result was confirmed by our experiments in the case of *Al* and *Pb*. We have used an ionisation chamber in which the ionisation due to electrons generated in air was very small, compared to the measured effect. The chamber consisted essentially from 11 parallel plates, 1 cm apart, of *Al*, 1 mm thick, or of *Pb*, 0,25 mm thick, the odd plates being connected to the battery and the even ones to the electrometer. A narrow beam of  $\gamma$ -rays of *RaC*, filtered through 4 cm of *Pb*, was allowed to fall normally on the plates. One can easily see that the ionisation current is approximately proportional to  $I(1-r)$ ,  $I$  being the sum of the number of electrons emitted in forward and in back direction and  $r$  being the coefficient of reflection of electrons from the given metal. Allowing for the different values of  $r$  in the case of *Al* and *Pb* we find that the equilibrium emission of *Al* is 1,1 times that of *Pb*, which agrees with results obtained by Prelinger and Enderle (cf. also some older experiments of Sir William Bragg and J. P. V. Madsen.<sup>1)</sup>)

We can deduce from the theory of the Compton effect that the distribution of energy of emitted electrons is very similar to that of  $\beta$ -rays of *RaE*. The coefficient of absorption per electron of these  $\beta$ -rays increases rapidly with the atomic number of the absorbing element. We can use, for that case, the formula, given by C. Fournier<sup>2)</sup>, referring to the mass-absorption coefficient and, deduce from it the variation of the absorption coefficient  $\mu_e$  per electron, with the atomic number. We obtain  $\mu_e = a(105 + Z) \frac{A}{Z}$ . One can safely assume that the law of variation of our coefficient  $\mu_e$  will be very nearly the same as that given by the above formula. Remembering that the equilibrium emission from any element is proportional to  $\sigma'_e / \mu_e$ , we obtain the following table:

Element (rel. val.)	<i>Al</i>	<i>Fe</i>	<i>Ag</i>	<i>Pb</i>
of $I$	1,1	1	1	1
of $\mu_e$	245	283	352	473
of $\sigma'_e$	0,85	1,0	1,33	1,67

The agreement with the results of the first method in the cases of *Fe*, *Ag* and *Pb* is satisfactory. We assume that the last line of the table represents in an approximate way the law of variation of  $\sigma'_e$  with the

<sup>1)</sup> W. H. Bragg and J. P. V. Madsen, Phil. Mag., 16, 918, 1908; 17, 423, 1909.

<sup>2)</sup> G. Fournier, Thèses, Paris, 1927.

atomic number. It is clear that more direct and precise experiments are necessary, but it seems pretty certain that the trend of variation of  $\sigma'_e$  is in the same direction as for  $\sigma_e$ , the absorption coefficient per electron of hard  $\gamma$ -rays. There are more scattered electrons than given by the known absorption theories. If the additional scattering is due to extranuclear electrons, than the theories are wrong, if it is due to the nucleus, we must admit that the  $\gamma$ -rays can effect a disintegration of a hither unknown type.

*Miroslaw Kernbaum Radiological Laboratory of the Scientific Society of Warsaw, January 15, 1932.*

The manuscript received January 23-rd, 1932.

Zgodnie z wynikami, otrzymanymi w czasach ostatnich przez różnych autorów (Chao<sup>1)</sup>, Meitner i Hupfeld<sup>2)</sup>, Gray<sup>3)</sup>), współczynnik absorpcji twardych promieni  $\gamma$ , odniesiony do jednego elektronu, wzrasta wraz z liczbą atomową pierwiastka pochłaniającego. Ponieważ absorpcja, pochodząca od elektronów pozajądrowych powinna być, zgodnie z wymaganiami teorii, wielkością stałą, niezależną od liczby atomowej, fakt ten wskazuje na istnienie absorpcji w samym jądrze atomowym. Istota tej absorpcji jest nieznaną. W celu zbadania jej nie wystarcza, jak to czyniono dotąd, studjować zmiany, wywołane w samym promieniowaniu  $\gamma$ , t. j. spadek natężenia, rozproszenie i zmniejszenie częstości, lecz należy skierować uwagę na produkty przemiany energii promieni  $\gamma$  t. j. na elektrony, powstające w efekcie Comptona i efekcie fotoelektrycznym. Z wiadomości dotychczasowych wynika po pierwsze, że liczba elektronów drugiego typu może być w przypadku promieni  $\gamma$  najtwardszych zaniedbana wobec liczby elektronów Comptonowskich; po drugie, że ta ostatnia liczba, odniesiona do jednego kwantu  $\gamma$  i do jednego elektronu materji pochłaniającej, jest wielkością niezależną od natury tej materji. Wnioski te stosują się tylko do emisji elektronowej, pochodzącej z pozajądrowych układów atomów pochłaniających. Nie wiadomo wcale, czy jądro przyczynia się ze swej strony do emisji elektronowej. Sprawa to pierwszorzędnego znaczenia, bo odrywanie się jakichkolwiek cząstek od jądra oznaczałoby istnienie nowego typu dezintegracji sztucznej. Pewne światło na to zagadnienie rzucić może wyzna-

1) C. I. Chao, Proc. Nat. Acad. Amer., 16, 431, 1930.

2) L. Meitner i H. Hupfeld, ZS. f. Phys. 67, 147, 1931.

3) Gray, Proc. Roy. Soc., 130, 524, 1931.

czenie całkowitej emisji elektronowej (t. j. liczby elektronów) wywołanej w różnych pierwiastkach przez twarde promienie  $\gamma$ . Jeżeli emisja ta (odniesiona do jednego elektronu pozajądrowego) jest większa od przewidzianej przez teorię i jeżeli w szczególności wzrasta wraz z liczbą porządkową pierwiastka pochłaniającego, świadczyłoby to istotnie o transmutacji jądra, o ile, oczywiście, teoria Kleina - Nishiny nie jest błędna.

Sprawą emisji elektronowej zajmowali się niejednokrotnie różni badacze, z innego jednak punktu widzenia. Stosowana była przytem niemal wyłącznie metoda jonizacyjna. Ujemną stroną tej metody jest, że jonizacja powietrza pochodzi nie tylko od elektronów, wychodzących z badanego pierwiastka (zwykle blaszki metalowej), ale także wytworzonych w samym gazie: oddzielenie obu efektów nie może być przeprowadzone w sposób zupełnie ścisły.

Ponadto, wyznaczenie całkowitej emisji elektronowej metali jest utrudnione ze względu na okoliczność, że nazewnątrż metalu wydostaje się tylko część całkowitej ich liczby. Uniknięcie związanego z tem błędu możliwe jest wtedy tylko, gdy pierwiastki badane są w warstwach bardzo cienkich, wówczas jednak liczba elektronów emitowanych jest bardzo mała i może być wyznaczona jedynie zapomocą metod bardzo czułych, np. metody licznika Geigera - Müllera. Jednak i metoda jonizacyjna, chociaż nie nadaje się do dokładnego wyznaczenia całkowitej emisji elektronowej, wystarcza do dania wyraźnej odpowiedzi na pytanie, które postawiliśmy wyżej, mianowicie: czy istnieje emisja elektronowa „dodatkowa“, t. j. stanowiąca jakby uzupełnienie emisji przewidzianej przez teorię Kleina - Nishiny, i którą można by zatem przypisać jądro. W pracy niniejszej zamierzamy oprzeć się, z jednej strony, na najbardziej starannych doświadczeniach badaczy z tej dziedziny, oraz na doświadczeniach własnych, wykonanych również metodą jonizacyjną, w takich jednak warunkach, że wspomniany „efekt powietrzny“ stanowił tylko drobny ułamek mierzonego prądu jonizacyjnego.

W celu przybliżonego (a o takie tylko narazie nam chodzi) wyznaczenia całkowitej emisji elektronowej zapomocą metody jonizacyjnej należy badać jonizację, sprawioną przez elektrony wychodzące z danego metalu, przenikanego przez promienie  $\gamma$ , w funkcji grubości płytek z tego metalu (na które promienie padają prostopadle). Jonizacja wzrasta niemal proporcjonalnie do grubości, gdy ta ostatnia jest bardzo mała, jednak krzywa  $I = f(l)$  zagina się stopniowo ku osi  $l$ -ów, przechodzi przez płaskie maximum, poczem powoli opada. Interpretacja tego przebiegu krzywej jest następująca: jej część początkowa odpowiada warunkom, w których elektrony nie są wcale lub są w bardzo małym stop-

niu pochłaniane przez metal, maximum daje miarę emisji „nasyconej”. t. j. emisji z warstwy o grubości takiej, że dodanie cienkiej warstewki metalu jest bez wpływu (liczba elektronów, wyswobodzonych w tej warstewce równa się liczbie elektronów pochłoniętych w niej), wreszcie spadek w części końcowej idzie w parze ze spadkiem natężenia promieni  $\gamma$ . Jasną jest rzeczą, że zagadnienie nasze byłoby rozwiązane, gdybyśmy mogli wyznaczyć styczną do krzywej w jej punkcie początkowym. Jak zobaczymy jednak, nie może to być zrobione dokładnie, głównie z powodu wspomnianej już niepewności poprawki na efekt powietrzny. Inny sposób, mniej bezpośredni, polega na wyznaczeniu wartości rzędnej największej. Jak wykazuje prosty rachunek, wartość ta jest proporcjonalna do stosunku  $\sigma'/\mu$ , gdzie  $\mu$  jest współczynnikiem absorpcji promieniowania elektronowego w danym metalu, zaś  $\sigma'$  jest współczynnikiem absorpcji „elektronowej” promieni  $\gamma$ , odniesionym do jednostki drogi w metalu pochłaniającym. Przez absorpcję „elektronową” rozumiemy absorpcję, której aktem elementarnym jest obok degradacji kwantu  $\gamma$ , wyrzucenie jednego elektronu z atomu. Można również zdefiniować  $\sigma'$ , jako liczbę elektronów, wyrzucanych przez jeden kwant  $\gamma$  na jednostce drogi w metalu pochłaniającym. Nie jest wykluczone, że  $\sigma'$  jest współczynnikiem absorpcji całkowitej: t. j. że wspomniana forma absorpcji jest jedyną, jaka zachodzić może; jednakże, ze względu na nowe fakty z dziedziny absorpcji promieni  $\gamma$ , wspomniane we wstępie, nie można twierdzić, że tak jest istotnie. Tak, czy inaczej, współczynnik  $\sigma'$  jest właśnie tą wielkością, której szukamy. Jeśli chcemy ją wyznaczyć na podstawie wartości  $I_{max}$ , musimy znać również wartość  $\mu$ . Można by wartość tę wyznaczyć z przebiegu krzywej  $I = f(l)$ , ale w sposób bardzo niedokładny. Ponieważ celem naszym jest porównanie wartości  $\sigma'$  w różnych pierwiastkach, prościej i poprawniej jest zadowolić się porównaniem współczynników absorpcji promieni  $\beta$  w różnych pierwiastkach.

W poniższym rozważymy kolejno oba sposoby wyznaczenia całkowitej emisji elektronowej.

1. Metoda oparta na wartości  $dI/dl$  w punkcie  $l = 0$ . — Korzystać będziemy z wyników, otrzymanych przez Prelinger<sup>1)</sup> i Enderle<sup>2)</sup> (g<sup>o</sup>). Prace ich miały na celu wyznaczenie asymetrii kierunkowej emisji elektronowej, pod wpływem promieni  $\gamma$ , t. j. stosunku emisji z dwóch powierzchni metalu, których normalne zewnętrzne mają zwrot zgodny, wzgl. przeciwny kierunkowi promieni  $\gamma$ . Pierwszą emisję autorowie nazywają wyjściową (Austrittstrahlung), drugą — wejściową (Eintrittstrahlung). Będziemy je oznaczali odpowiednio literami  $A$  i  $E$ . Autorowie stosowali aparaturę Kohlrusch'a i Schrödin-

<sup>1)</sup> Wien. Ber. 130, 279, 1921.

<sup>2)</sup> Wien. Ber. 131, 598, 1922.

gera<sup>1)</sup>, którzy badali to samo zagadnienie; prace Prelingerera i Enderle'go są dla nas bardziej interesujące z tego powodu, że przepuszczali oni promienie  $\gamma$  (*RaC*) przez filtry pochłaniające, dzięki czemu mieli do czynienia z promieniowaniem w przybliżeniu jednorodnym. Prace ich zawierają obfity, cenny dla nas materiał w postaci licznych krzywych  $A=f(l)$  i  $E=f(l)$  dla szeregu metali: badane były *Al*, *Cu*, *Fe*, *Ag*, *Au*, *Pb*. Ponieważ, oczywiście,  $I = A + E$ , przeto żadaną wartość  $\lim_{l \rightarrow 0} (dI/dl)$ , otrzymujemy, dodając pochylenia początkowe obu krzywych tego samego metalu. Sposób ten nie jest bardzo dokładny, nietylko z powodów, o których mowa była wyżej, ale także i dlatego, że liczba punktów, otrzymanych w przypadku małych grubości, jest niewielka. W poniższej tabelce zebrane są otrzymane w ten sposób wartości  $(dI/dl)_0$ , a) z pracy Enderle'go, b) z pracy Prelingerera. Liczby a) i b) nie są porównywalne ze sobą, gdyż natężenia promieni  $\gamma$  w obu przypadkach nie były jednakowe.

Tabela I.

Metal a)	<i>Fe</i>	<i>Ag</i>	<i>Pb</i>	b) <i>Al</i>	<i>Cu</i>
$(dI/dl)_0$	63,5	101,1	132	45	90
(promienie $\gamma$ <i>RaC</i> przepuszczone przez 3,7 cm <i>Pb</i> )					

Powyższe wartości są proporcjonalne do współczynników  $\sigma'$ , odniesionych, jak to już było powiedziane, do jednostki drogi w pierwiastku pochłaniającym. Natomiast wnioski teorii dotyczą współczynników absorpcji, odniesionych do jednego elektronu (pozajądrowego) pierwiastka pochłaniającego. Musimy zatem, w celu porównania doświadczenia z teorią, pomnożyć powyższe liczby przez  $A/Zd$ , gdzie  $A$  jest ciężarem atomowym,  $Z$  - liczbą porządkową,  $d$  - gęstością odpowiedniego pierwiastka. Otrzymane w ten sposób liczby są proporcjonalne do scharakteryzowanych powyżej współczynników absorpcji „elektronowej“, odniesionych do jednego elektronu; współczynniki te oznaczymy symbolem  $\sigma'_e$ . Wyniki zebrane są w tabelce II.

Tabela II.

Metal a)	<i>Fe</i>	<i>Ag</i>	<i>Pb</i>	b) <i>Al</i>	<i>Cu</i>
$K\sigma'_e$	17,6	21,9	29,6	35,8	22,3

( $K$  — wielkość stała w każdej z seryj a) i b).

Z powyższego widać, a) że współczynniki  $\sigma'_e$  w przypadku *Fe*, *Ag*, *Pb* mają się do siebie jak 1 : 1,24 : 1,68; b) że współczynniki  $\sigma'_e$  w przy-

<sup>1)</sup> K. W. F. Kohrausch i E. Schrödinger, Wien. Ber. 123, 1319, 1919.

padku  $Al$ ,  $Cu$  są w stosunku  $1 : 0,62$ . Ponieważ  $Fe$  i  $Cu$  znajdują się bardzo blisko siebie w układzie perjodycznym, możnaby sądzić, że  $\sigma'_c$  rozpatrywany jako funkcja liczby porządkowej, przechodzi przez minimum w okolicy  $Z = 28$ , poczem wzrasta szybko wraz z  $Z$ . Jednakże bliższa analiza wyników Prelingera okazuje, że w przypadku  $Al$  liczby podane przez niego są o wiele zbyt wysokie, co wynika niewątpliwie z błędnie ocenionej poprawki „powietrznej“. W istocie, w tym ostatnim przypadku, emisja elektronowa z cienkich blaszek glinowych sprawia jonizację znacznie mniejszą, niż „efekt powietrzny“. Sądźmy zatem, że w tej części rozumowania wypadnie nam pominąć przypadek glinu i poprzestać na stwierdzeniu, że  $\sigma'_c$ , lub co wychodzi na to samo, emisja elektronowa, odniesiona do jednego elektronu pierwiastka pochłaniającego, wzrasta wyraźnie wraz z liczbą porządkową w zakresie od  $Z = 26$  do  $Z = 82$ .

2. Metoda oparta na wartościach emisji maksymalnej. — Będziemy teraz korzystali zarówno z wyników, otrzymanych przez Prelingera i Enderle'go, jak i z własnych. Z prac badaczy wiedeńskich otrzymujemy potrzebne nam wartości  $I_{max}$ , dodając, w przypadku każdego metalu, do wartości  $A_{max}$  wartość  $E$ , odpowiadającą tej samej grubości metalu. Czynimy tak dlatego, że krzywe  $E = f(l)$  nie wykazują maximum: dają one obraz superpozycji dwóch efektów, mianowicie efektu emisji elektronowej „wejściowej“ oraz efektu rozproszonego wstecz (w zjawisku Comptona) promieniowania  $\gamma$ . Ten ostatni efekt, zresztą nieznaczny wobec pierwszego, wzrasta z grubością stale, gdy tymczasem emisja elektronowa maleje począwszy od pewnej grubości granicznej; stąd brak wyraźnego maximum na odnośnej krzywej. Wyliczone w ten sposób wartości  $I_{max}$  są w granicach błędów jednokowe w przypadku wszystkich pierwiastków; wahania są rzędu kilku procentów. Zanim zajmiemy się interpretacją tego ciekawego wyniku, przejdziemy do opisu doświadczeń własnych.

Ponieważ w pracach naszych poprzedników „efekt powietrzny“ był tego samego rzędu wielkości, co efekt badany, zbudowaliśmy kamerę jonizacyjną, w której wpływ gazu został zredukowany do minimum. Kamera ta zawierała 11 płytek z badanego metalu, o wymiarach  $10 \times 10$  cm, oddalonych od siebie o 1 cm. Płytki 1, 3, 5 itd. były połączone z izolowaną parą kwadrantów elektrometru, zaś płytki 2, 4 itd. z biegunem baterji akumulatorów, której drugi biegun był uziemiony. W jednej serji doświadczeń płytki były glinowe, grubości 1 mm, w drugiej - ołowiane, grubości 0,25 mm. W obu przypadkach grubości były tak dobrane, aby dawały efekt nasycony. Ściany naczynia jonizacyjnego były z glinu grubości 0,02 mm, w ramkach mosiężnych. Promienie  $\gamma$ , pochodzące od 20 mc radonu, zamkniętego w grubym walcu ołowia-

nym i przesączone przez 4 cm ołowiu, padały prostopadle na płytki w kącie bryłowym, określonym przez kanał w walcu; odchylenia od kierunku prostopadłego nie przekraczały  $6^\circ$ . W celu wyznaczenia efektu powietrznego płytki metalowe zastępowano arkuszami powleczonej proszkiem grafitowym bibuły, grubości 0,02 mm, rozpiętej na ramkach mosiężnych. Wyznaczony w ten sposób efekt powietrzny jest większy, w stosunku dającym się wyliczyć, od efektu powietrznego w doświadczeniu rzeczywistym, t. j. gdy płytki metalowe są obecne. W istocie, przenikająca do kamery wiązka promieni  $\gamma$  nasycona jest elektronami, emitowanymi z powietrza zewnątrz naczynia: elektrony te przenikają przez przegrody z papieru, jonizując wszystkie działki kamery, gdy tymczasem w doświadczeniach z płytkami metalowymi elektrony, uwolnione z powietrza wewnątrz każdej działki, mogą wytwarzać jony tylko wewnątrz tej działki. Uwzględniając tę okoliczność, znajdujemy, że w doświadczeniach naszych efekt powietrzny wynosił zaledwie 6% całkowitego prądu jonizacyjnego. Należy zaznaczyć, że wielkość efektu powietrznego może być w przybliżeniu oceniona teoretycznie; wynik rachunku zgodny jest z doświadczeniem, przynajmniej co do rzędu wielkości. W naszym przekonaniu, efekt powietrzny nie był wyznaczony w sposób poprawny w pracach cytowanych, jak również w pracach dawniejszych<sup>1)</sup>; zakładano milcząco, że efekt ten sprowadza się do działania jonizacyjnego elektronów, emitowanych przez powietrze wewnątrz kamery jonizacyjnej, zanedbywano natomiast znacznie większy skutek elektronów, wchodzących do kamery razem z promieniami  $\gamma$ .

W doświadczeniach naszych prąd jonizacyjny był większy, gdy działki kamery przegrodzone były blaszkami z ołowiu, niż wtedy, kiedy blaszki te zastępowano płytkami glinowymi; stosunek prądów, po odjęciu efektu powietrznego, wynosił 1,8. Na podstawie tego stosunku możemy wyliczyć stosunek emisji maksymalnych obu metali w sposób następujący. Oznaczamy przez  $A_1$  i  $A_2$  emisje „wyjściowe“ glinu i ołowiu, zaś przez  $E_1$  i  $E_2$  — ich emisje „wejściowe“, przez  $r_1$  i  $r_2$  współczynniki odbicia elektronów na powierzchniach glinu i ołowiu. Ze względu na małą głębokość (1 cm) działek kamery jonizacyjnej elektrony, wyrwane z metalu, ulegają odbiciom wielokrotnym; prąd jonizacyjny jest zatem proporcjonalny do

$$A + E + Ar + Er + Ar^2 + Er^2 + \dots = \frac{A + E}{1 - r} = \frac{I}{1 - r} \quad (1)$$

Mamy zatem:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1}{1,8} \frac{1 - r_1}{1 - r_2} \quad (2)$$

<sup>1)</sup> l. c.

Współczynnik odbicia  $r$  jest funkcją prędkości elektronów. Z teorii efektu Comptona wnioskujemy, że prędkości elektronów, uwolnionych przez promienie  $\gamma$   $RaC$ , którym po przejściu przez 4 cm  $Pb$  należy przypisać przeciętną długość fali 6,6 j. X, zawarte są niemal w tych samych granicach, co promienie  $\beta$   $RaE$ . Współczynniki odbicia tych promieni  $r_1$  i  $r_2$  równają się odpowiednio 0,3 i 0,65 i te wartości podstawimy do wzoru (2). Otrzymujemy  $I_1/I_2 = \frac{0,7}{1,8,0,35} = 1,11$ . Widzimy,

że emisje maksymalne obu metali są bardzo do siebie zbliżone, co jest w zgodności z wynikami Prelingerera i Enderle'go. W celu kontroli powyższego wyniku wykonaliśmy doświadczenie, w którym naczynie jonizacyjne posiadało, naprzemian, płytki glinowe i blaszki ołowiane. I w tym przypadku elektrony doznają odbić wielokrotnych; różnica polega na tem, że prawdopodobieństwo odbicia się elektronu wynosi kolejno  $r_1, r_2, r_1$  itd. Oznaczmy przez  $N$  prąd jonizacyjny w tym przypadku, przez  $L$  i  $M$  prąd jonizacyjny, płynący między samymi tylko płytami glinowymi lub samymi tylko blaszkami ołowianymi, przez  $s$  stosunek emisyj maksymalnych glinu i ołowiu. Prosty rachunek prowadzi do wzoru:

$$\frac{2N}{L+M} = \frac{1+r_1+s(1+r_2)}{1-r_1+s(1-r_2)} \cdot \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{1-r_1r_2} = 0,88 \quad (s=1,1; r_1=0,3; r_2=0,65).$$

Doświadczenie dało  $2N/(L+M) = 0,9$ , w dobrej zgodności z wartością wyliczoną.

Pozostaje nam jeszcze dokonać przejścia od emisji maksymalnej do emisji całkowitej. Jak było powiedziane wyżej, potrzebna jest do tego znajomość współczynnika absorpcji elektronów Comptonowskich w materji pochłaniającej; nie chodzi przytem o bezwzględną wartość tego współczynnika, lecz o postać jego zależności od liczby atomowej. Opierając się na analogji „widma“ elektronów Comptonowskich do widma promieni  $\beta$   $RaE$ , przyjmujemy, że zależność ta jest taka sama, jak w przypadku współczynnika absorpcji promieni  $\beta$   $RaE$ . G. Fournier<sup>1)</sup> podał wzór:

$$\frac{\mu}{\rho} = a (105+Z),$$

gdzie  $\mu$  jest współczynnikiem absorpcji promieni  $\beta$   $RaE$ ,  $\rho$  – gęstością. Wzór ten przekształcimy tak, aby dotyczył współczynnika absorpcji  $\mu_e$ , odniesionego do jednego elektronu pierwiastka pochłaniającego. Otrzymujemy

$$\mu_e = a (105+Z) \frac{A}{Z}$$

<sup>1)</sup> G. Fournier, Thèses, Paris, 1927.

Emisja maksymalna  $I$  (opuszczamy, dla krótkości, tu i w ustępie poprzednim indeks  $max$ ) jest proporcjonalna do  $\sigma'/\mu = \sigma'_e/\mu_e$ . Przyjmując za podstawę do wyliczenia, w przypadku  $Pb$ ,  $Ag$  i  $Fe$ , wyniki E n d e r l e g o, zaś w przypadku  $Pb$  i  $Al$ , wyniki własne, otrzymujemy tabelkę następującą:

T a b e l k a III.

Metal	$Pb$	$Ag$	$Fe$	$Al$
$I$	1	1	1	1,1
$\mu_e$	473 $a$	352 $a$	283 $a$	245 $a$
$K\sigma'_e$	1,67	1,33	1,0	0,95 ( $K$ — stała)

Zestawiając liczby tabelki III z odpowiednimi liczbami tabelki II, stwierdzamy dobrą zgodność w przypadku  $Pb$ ,  $Ag$ ,  $Fe$ ; natomiast niema zgodności w przypadku  $Al$ . Wyżej przytoczyliśmy powody, dla których nie przywiązujemy wagi do liczby, dotyczącej glinu, wyliczonej z danych P r e l i n g e r a. Sądzymy, że zgodność obu metod w przypadkach, wzbudzających zaufanie, uprawnia nas do stosowania metody emisji maksymalnej tam, gdzie dane doświadczalne są wyraźne. Przyjmujemy zatem, że liczby w ostatnim wierszu tabelki III przedstawiają zależność współczynnika  $\sigma'_e$  od liczby porządkowej. Zauważymy, że anomalja glinu zniknęła i że  $\sigma'_e$  jest w całym obszarze rosnącą funkcją liczby porządkowej. Należy podkreślić, że funkcja ta rośnie o wiele szybciej, niż  $\sigma_e$ , współczynnik absorpcji, wyznaczany na podstawie spadku natężenia promieni  $\gamma$ : współczynnik ten wzrasta od  $Al$  do  $Pb$  tylko o 30%, gdy  $\sigma'_e$  o 74%. Zaznaczaliśmy wyżej, że sposoby, oparte na pomiarach jonizacji, prowadzić mogą tylko do przybliżonego wyznaczenia współczynników  $\sigma'_e$ . Zwłaszcza w przypadku pierwiastków ciężkich wartości  $\sigma'_e$  otrzymane zapomocą metod jonizacyjnych, mogą być większe od rzeczywistych. W istocie, wystarcza, by promienie  $\gamma$  zawierały pewną domieszkę promieniowania długości fali rzędu 20—30 j. X, by wystąpił wyraźnie efekt fotoelektryczny, który w przypadku fal długości kilku j. X można całkowicie zaniedbać. Absorpcja fotoelektryczna wzrasta nadzwyczaj szybko wraz z liczbą porządkową; jeżeli zatem część obserwowanej przez nas emisji jest pochodzenia fotoelektrycznego, zrozumielibyśmy, dlaczego emisja ta wzrasta wraz z liczbą porządkową szybciej, niż współczynnik absorpcji, wyznaczony na podstawie spadku natężenia monochromatycznych promieni  $\gamma$ . Wprawdzie po przepuszczeniu promieni  $\gamma$  przez 4 cm ołowiu składniki długofalowe promieniowania źródła są w znacznym stopniu osłabione, niemniej składniki te istnieją, a pewnej ich ilości dostarcza sam proces monochromatyzacji, gdyż powstają one w efekcie C o m p t o n a, a chociaż wtedy odchylają się od wiązki, to jednak część ich wpada do kamery jonizacyjnej. Na podsta-

wie stosunków geometrycznych możemy ocenić górną granicę względnej wagi efektu fotoelektrycznego; przekonywamy się, że można położyć na jego karb znaczną część odchylenia między przebiegiem wartości  $\sigma'_e$  i  $\sigma_e$ . Niemniej, wydaje się rzeczą niewątpliwą że  $\sigma'_e$ , podobnie jak  $\sigma_e$  wzrasta wyraźnie wraz z liczbą porządkową, wbrew wymaganiom teorii Kleina - Nishiny. Narzuca się zatem wniosek, który w formie hypotetycznej wyraziliśmy już we wstępie, mianowicie:

Jedno z dwojga: albo istnieje emisja elektronowa jądra pod wpływem twardych promieni  $\gamma$ , t. j. dezintegracja jądra nowego typu, albo teoria Kleina - Nishiny jest błędna.

*Pracownia Radjologiczna im. Mirosława Kernbauma Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.*

Rękopis otrzymany dn. 23 stycznia 1932.