

Trattato di RADIOATTIVITÀ - Libro II

di Madame P. Curie

Translated by: GIANLUIGI TRIVIA (GTRIVIA@SCIENZAATSCUOLA.IT)

Natura delle Radiazioni

1.1. Procedure per lo studio dell'irraggiamento

Per studiare l'irraggiamento emesso dalle sostanze radioattive, ci si può servire di una qualsiasi delle proprietà di tale irraggiamento. Si può pertanto utilizzare il metodo radiografico, il metodo elettrico e quello fluoroscopico. I primi due sono stati impiegati sin dall'inizio per lo studio dei raggi uranici; il metodo fluoroscopico si può applicare solo alle nuove sostanze, fortemente radioattive, poiché quelle debolmente radioattive, come l'uranio e il torio, non producono una apprezzabile fluorescenza. Il metodo elettrico è il solo che comporta misure precise di intensità; gli altri due offrono soprattutto risultati qualitativi e misure grossolane dell'intensità. I risultati ottenuti con i tre metodi considerati non sono mai se non in modo approssimativo confrontabili tra loro e non possono essere pienamente paragonabili. La placca sensibile, il gas che si ionizza, lo schermo fluorescente sono recettori ai quali si chiede di assorbire l'energia dell'irraggiamento e di trasformarla in un'altra forma di energia: energia chimica, ionica o luminosa. Ogni rivelatore assorbe una frazione dell'irraggiamento che dipende essenzialmente dalla sua natura e da quella dei raggi utilizzati.

Infine, non è né evidente, né probabile, che l'energia assorbita sia interamente trasformata dal rivelatore nella forma che si desidera osservare; una parte di questa energia può mutarsi in calore, in emissione di irraggiamento secondario che, a seconda dei casi, sarà o meno utilizzata per la produzione del fenomeno osservato, in diversa azione chimica da quella che si osserva, ecc., e, di nuovo, l'effetto utile del rivelatore, per lo scopo proposto, dipende essenzialmente dalla natura di tale rivelatore e da quella dei raggi. È così che i raggi α sono i più attivi dal punto di vista ionizzante, mentre l'effetto radiografico dell'uranio e del radio nelle condizioni sperimentali comuni è dovuto ai raggi β .

Confrontiamo due campioni radioattivi, uno contenente radio e l'altro polonio, e che sono ugualmente attivi nello strumento a placche (fig. I-37). Se si ricopre ognuna di esse con un sottile foglio di alluminio, il secondo apparirà notevolmente meno attivo del primo, e così sarà anche se li si pone sotto lo stesso schermo fluorescente, quando quest'ultimo è molto spesso, o posto ad una certa distanza dalle due sostanze radioattive.

1.2. Energia dell'irraggiamento

Qualunque sia il metodo di ricerca impiegato, si trova sempre che l'energia dell'irraggiamento delle nuove sostanze radioattive è considerevolmente maggiore di quella dell'uranio e del torio. A piccole distanze, una lastra fotografica risulta impressionata, per così dire, all'istante, da una piccola quantità di radio, mentre è necessaria una posa di $2,5h$ quando si utilizza uranio e torio. Uno schermo fluorescente è vivamente illuminato a contatto con poco radio, polonio o attinio, mentre con uranio e torio non si osservano tracce di luminosità. Infine, l'azione ionizzante nell'aria è notevolmente più intensa, nel rapporto di circa 10^6 . Ma non è sempre possibile valutare l'*intensità totale dell'irraggiamento*, come per l'uranio, con il metodo elettrico descritto all'inizio (fig. I-32). Infatti, nel caso dell'uranio, per esempio, l'irraggiamento è molto approssimativamente assorbito nello strato d'aria che separa le piastre, e la corrente limite è raggiunta con una tensione di 100 volt. Ma non è così per le sostanze fortemente radioattive. Una parte dell'irraggiamento del radio è costituita da raggi molto penetranti che attraversano il condensatore e le piastre metalliche, e non ionizzano minimamente l'aria tra le piastre. Inoltre, la corrente limite non si può sempre ottenere per le tensioni di cui si dispone; è così che, per

il polonio molto attivo, la corrente è ancora proporzionale alla tensione tra 100 e 500 volt. Più spesso i numeri ottenuti non si possono considerare come valori dell'irraggiamento totale e ne rappresentano solo una grossolana approssimazione. È tuttavia possibile realizzare, in certi casi, condizioni sperimentali semplici, che permettono di valutare l'intensità totale di un determinato irraggiamento.

1.3. Natura complessa dell'irraggiamento

La natura di un irraggiamento non può essere precisata dalla sua capacità di produrre effetti fotografici, di ionizzare i gas e di provocare la fluorescenza. Conosciamo infatti radiazioni diverse che presentano proprietà che possono essere enumerate; queste proprietà sono comuni ai raggi catodici, ai raggi positivi dei tubi di Crookes, ai raggi Röntgen e ai raggi ultravioletti di lunghezza d'onda molto corta.

Per stabilire una distinzione tra queste radiazioni, si può esaminare: il loro assorbimento nella materia, l'azione che subiscono in un campo elettrico o magnetico, il trasporto di carica elettrica da parte della radiazione, il valore del rapporto tra la carica e la massa per le radiazioni di natura corpuscolare che trasportano cariche elettriche, la velocità di propagazione della radiazione. I procedimenti di studio che sono stati utilizzati da questi diversi punti di vista per i raggi delle sostanze radioattive sono stati, in generale, basati sulle tecniche stabilite in precedenza per lo studio dei raggi catodici e dei raggi Röntgen. I lavori effettuati da diversi fisici: H. Becquerel, MM. Meyer e v. Schweidler, M. Giesel, P. Curie e Madame Curie, M. Villard, E. Rutherford hanno mostrato che l'irraggiamento dei corpi radioattivi è molto complesso.

Un esame parziale basta d'altronde a rivelare grandi differenze nella natura delle radiazioni emesse. Così i raggi del torio sono, nel loro insieme, più penetranti di quelli dell'uranio. I raggi del polonio si propagano nell'aria fino ad una distanza di circa 4 cm, mentre certi raggi del radio possono essere studiati nell'aria anche a parecchi metri di distanza dalla sorgente. I raggi del polonio non possono attraversare uno spessore di alluminio uguale a 0,01 mm, mentre alcuni raggi del radio attraversano ancora uno spessore di piombo di 20 cm.

Ricerche più approfondite hanno evidenziato che l'irraggiamento delle sostanze radioattive comprende tre tipi di raggi che sembrano essere gli stessi di quelli che si producono nei tubi di Crookes. Distingueremo, secondo la notazione di Rutherford, *i raggi α* , *i raggi β* e *i raggi γ* .

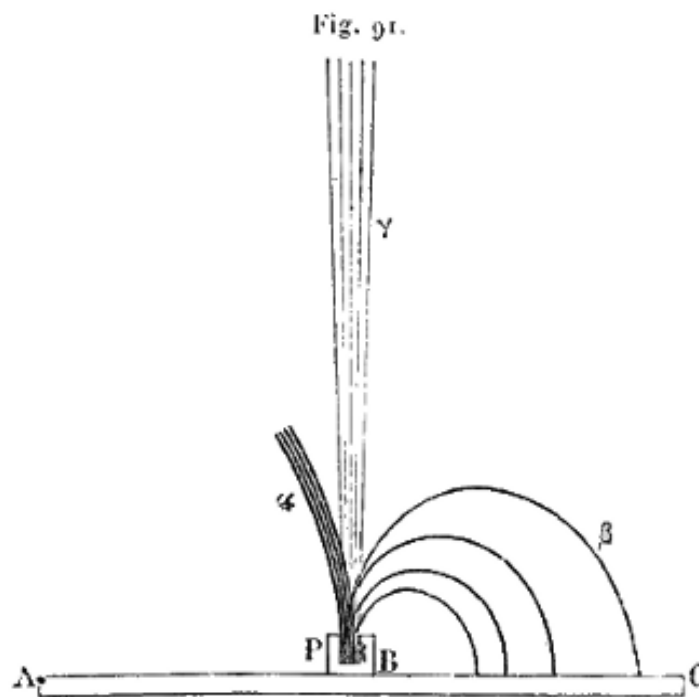
1° I raggi α sono raggi molto poco penetranti che sembrano rappresentare la maggior parte dell'energia dell'irraggiamento. Questi raggi sono caratterizzati dalle leggi secondo le quali sono assorbiti dalla materia. Il campo magnetico agisce molto debolmente su questi raggi, e li si è considerati nel complesso come insensibili all'azione di questo campo. Tuttavia, in un campo magnetico intenso, i raggi α sono leggermente deviati; la deviazione avviene in modo analogo ai raggi catodici, ma nel verso opposto; la stessa cosa avviene per i raggi positivi dei tubi di Crookes.

2° I raggi β sono raggi meno assorbibili nel loro insieme rispetto ai precedenti. Sono deviati in un campo magnetico allo stesso modo e nello stesso verso dei raggi catodici.

3° I raggi γ sono raggi penetranti insensibili all'azione del campo magnetico e confrontabili con i raggi Röntgen.

I raggi di uno stesso gruppo possono avere un potere di penetrazione che varia entro limiti molto estesi, come è stato mostrato per i raggi β .

Immaginiamo l'esperienza seguente: il radio R è posto al fondo di una piccola cavità profonda ricavata in un blocco di piombo P (fig. 91).



Un fascio di raggi rettilinei e abbastanza concentrati viene emesso dal contenitore. Supponiamo che, nella regione circostante, si stabilisca un campo magnetico uniforme, molto intenso, normale al piano della figura e diretto verso il retro del piano. I tre gruppi di raggi α, β, γ si troveranno separati. I raggi γ poco intensi continuano la loro traiettoria rettilinea senza segni di deviazione. I raggi β sono deviati alla stregua dei raggi catodici, e descrivono nel piano della figura traiettorie circolari i cui raggi variano entro limiti estesi. Se la cavità è posta su una lastra fotografica AC , la parte BC della lastra che riceve i raggi β è impressionata. Infine, i raggi α formano un fascio molto intenso che è leggermente deviato e che è assai rapidamente assorbito dall'aria. Questi raggi descrivono, nel piano della figura, una traiettoria il cui raggio di curvatura è molto grande, mentre il verso della deviazione è inverso a quello dei raggi β .

Se si ricopre la cavità con uno schermo di alluminio di spessore uguale a $0,01\text{ mm}$, i raggi α saranno soppressi, i raggi β lo saranno solo in parte, e i raggi γ non risultano particolarmente assorbiti.

L'esperienza descritta non è stata realizzata in questo modo, e si vedrà in seguito quali sono le esperienze che mostrano l'effetto del campo magnetico sui diversi gruppo di raggi.

I raggi α sono quelli che producono nelle vicinanze di una sostanza radioattiva la maggior parte dell'effetto ionizzante. L'effetto fotografico dell'uranio, del torio e del radio è dovuto, al contrario, principalmente ai raggi β . L'azione dei raggi α attualmente conosciuta non si estende, in alcun caso, ad una distanza superiore a 9 cm a partire dalla sostanza attiva. Gli effetti dei raggi γ sono relativamente deboli; questi raggi persistono soltanto in un fascio che ha attraversato uno spessore di piombo superiore a qualche millimetro.

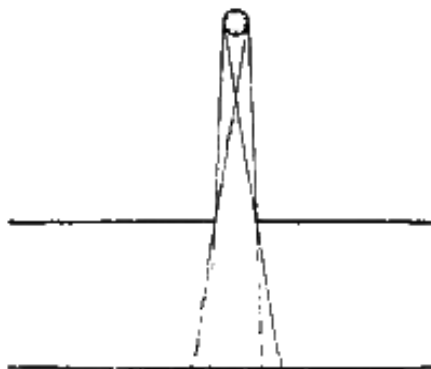
1.4. Propagazione rettilinea dei raggi, riflessione, polarizzazione, rifrazione, emissione

Le sostanze radioattive emettono raggi che si propagano nell'aria e nel vuoto. La propagazione è rettilinea; questo fatto è dimostrato dalla nitidezza e dalla forma delle ombre ottenuto mediante interposizione di corpi, opachi all'irraggiamento, tra la sorgente e la lastra sensibile o lo schermo fluorescente che serve da rivelatore, avendo la sorgente dimensioni piccole rispetto alla sua distanza dal rivelatore stesso. Diverse esperienze che provano la propagazione rettilinea dei raggi emessi dall'uranio, dal radio e dal polonio sono state eseguite da H. Becquerel¹.

¹Becquerel, Comptes rendus, t. CXXX, p. 979 e 1154.

Il dispositivo comprende una sorgente lineare stretta, uno schermo posto di fronte alla sorgente e solcato da una fenditura rettangolare stretta, parallela alla sorgente, una lastra fotografica parallela allo schermo (fig. 92).

Fig. 92.



L'impressione ottenuta in queste condizioni presenta una regione centrale di intensità massima e due regioni laterali di intensità decrescente. Il fenomeno è analogo a quello che si avrebbe prendendo come sorgente una fenditura illuminata della stessa larghezza. Quando si opera con il polonio la distanza sorgente-lastra non deve raggiungere i 4 cm nell'aria alla pressione atmosferica, ma può essere maggiore a pressione minore. Quando si opera con il radio, bisogna fare attenzione ad escludere il contatto diretto dell'emanazione con la lastra, al fine di evitare la produzione di una velatura generale; si pone pertanto il radio in una scatola sigillata e la sua azione passa attraverso una finestra molto sottile in alluminio o mica. Bisogna anche escludere l'azione dei raggi luminosi che possono essere emessi dalla sostanza.

La propagazione rettilinea dei raggi α del polonio è stata evidenziata da H. Becquerel nella seguente esperienza. Il polonio emettente i raggi era posto in una cavità lineare molto stretta, racchiusa in un foglio di cartone, in modo da ottenere una sorgente lineare. Un filo di rame del diametro di $1,5\text{ mm}$ era posto parallelamente di fronte alla sorgente ad una distanza di $4,9\text{ mm}$. Si poneva una lastra fotografica in posizione parallela ad una distanza di $8,65\text{ mm}$ al di là. Dopo una posa di 10 minuti l'ombra geometrica del filo era riprodotta in modo perfetto, con le dimensioni previste e con una penombra molto stretta da ogni parte corrispondente alla larghezza della sorgente. La stessa esperienza riusciva ugualmente bene ponendo contro il filo un doppio foglio di alluminio battuto che i raggi sono obbligati ad attraversare. Si tratta quindi di raggi in grado di dare ombre geometriche perfette. L'esperienza con l'alluminio mostra che questi raggi non sono diffusi attraversando la lamina, e che questa non emette, almeno in quantità importante, raggi secondari analoghi ai raggi secondari dei raggi Röntgen.

M. Rutherford ha studiato l'influenza del campo magnetico sulla propagazione dei raggi α . La propagazione rettilinea dei raggi nel vuoto in assenza di campo viene definita con precisione da queste esperienze. Esse confermano l'assenza di diffusione di un fascio α che passa attraverso uno schermo sottile.

I raggi del radio possono essere osservati anche nell'aria a parecchi metri di distanza dalla sorgente. In alcune misure effettuate da P. Curie e M.me Curie l'azione della sorgente sull'aria del condensatore si esercitava ad una distanza compresa tra 2 m e 3 m : effetti di fluorescenza e impressioni radiografiche erano ottenute a distanze dello stesso ordine di grandezza. Queste esperienze non possono essere fatte facilmente se non con sorgenti radioattive molto intense, poiché, indipendentemente dall'assorbimento dell'aria, l'azione su un rivelatore dato deve variare in ragione inversa del quadrato della distanza da una sorgente di piccole dimensioni, se l'irraggiamento si propaga in linea retta in tutte le direzioni. L'irraggiamento osservato a grande distanza del radio comprende raggi β e γ , con i primi nettamente preponderanti.

Ecco qualcuno dei risultati ottenuti con radio racchiuso in una piccola ampolla di vetro². I

²Madame Curie, Tesi di dottorato.

raggi provenienti dall'ampolla superavano un certo spazio in aria ed erano ricevuti in un condensatore, in grado di misurare il loro potere ionizzante con il metodo elettrico. Si variava la distanza d tra la sorgente e il condensatore, e si misurava la corrente di saturazione i ottenuta nel condensatore. Ecco i risultati di una serie di misure:

d (cm)	i	$(i \times d^2) \times 10^{-3}$
10	127	13
20	38	15
30	17,4	16
40	10,5	17
50	6,9	17
60	4,7	17
70	3,8	18
100	1,65	17

A partire da una certa distanza, l'intensità dell'irraggiamento varia sensibilmente in ragione inversa del quadrato della distanza dal condensatore.

Diverse esperienze, dovute in particolare a H. Becquerel, mostrano che la propagazione dei raggi β , sebbene rettilinea, è accompagnata in aria alla pressione atmosferica da una certa dispersione del fascio. Nel vuoto la propagazione rettilinea è più perfetta. Si troveranno in seguito dettagli relativi alla riproduzione radiografica della traiettoria dei raggi β .

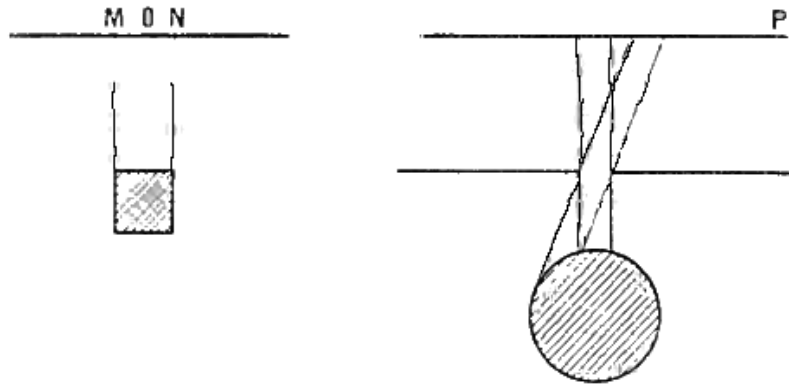
Le esperienze di M. Rutherford e quelle successive di H. Becquerel hanno mostrato che i raggi dell'uranio non subiscono né riflessione né rifrazione regolare e nemmeno polarizzazione. Esperienze dello stesso tipo, fatte con le altre sostanze radioattive, hanno confermato questi risultati. I raggi subiscono, al contrario, in alcuni casi, una riflessione diffusa sulla faccia d'ingresso e una diffusione su quella d'uscita di una lamina che attraversano. Questi fenomeni sono accompagnati dall'emissione di raggi secondari e saranno discussi in seguito.

L'emissione di raggi da una sostanza radioattiva varia con la direzione, secondo una legge dipendente dallo spessore dello strato attivo. Quando lo spessore è apprezzabile, l'irraggiamento è maggiore per una direzione di emissione normale alla superficie attiva, rispetto ad una direzione obliqua alla superficie. Ma la sostanza attiva può anche essere presente sotto forma di uno strato infinitamente sottile che ricopre una sostanza inattiva; è il caso di un deposito di radioattività indotta sulla lamina metallica. In questo caso l'emissione è la stessa per tutte le direzioni, come ci si poteva aspettare. Esperienze al riguardo sono state descritte da M. Rutherford³. Un filo attivato, disposto normalmente al piano del tavolo (fig. 93), produce attraverso una fenditura ad esso parallela, una impressione su una lastra fotografica P ; la zona impressionata presenta un minimo di effetto nella regione centrale, e l'effetto cresce verso i bordi. Questo fatto si spiega notando che le regioni dei bordi ricevono per unità di superficie raggi provenienti da una parte maggiore della superficie del filo rispetto a quella utilizzata dalla regione centrale.

Quando una barra di sezione quadrata è posta parallelamente ad uno schermo fluorescente, come indicato nella figura 93, si osservano che l'effetto luminoso è più intenso nei punti M e N rispetto ad O .

³Rutherford, Phil. Mag., 1906.

Fig. 93.



Le regioni M e N possono, infatti, ricevere i raggi che provengono da due facce della barra, mentre la regione intermedia O riceve solo i raggi da una delle facce. Analogamente un prisma triangolare retto che è stato attivato e la cui base è posta sopra una lastra fotografica, produce su questa una immagine che è più intensa di fronte agli estremi che nelle zone poste davanti alle facce.



Negativo ottenuto con un filo attivato di sezione triangolare

Le esperienze relative all'emissione di raggi da parte della materia radioattiva sotto grandi spessori danno risultati diversi. Si possono spiegare ammettendo che l'emissione da un elemento di superficie lungo una direzione data, varia come il coseno dell'angolo che forma questa direzione con la normale all'elemento di superficie⁴. Una analoga legge di emissione è stata trovata per i raggi riflessi da una lastra che riceve un fascio di raggi del radio normale alla

⁴Greinacher, Phys. Zeit., 1908.

superficie⁵, e per i raggi emessi nelle stesse condizioni dalla faccia opposta della lastra (raggi trasmessi)⁶.

1.5. Azione del campo magnetico sull'irraggiamento delle sostanze radioattive

Si è visto che i raggi emessi dalle sostanze radioattive hanno un certo numero di proprietà comune ai raggi catodici e ai raggi Röntgen. Sia i raggi catodici che quelli Röntgen ionizzano l'aria, agiscono sulle lastre fotografiche, eccitano la fluorescenza, non subiscono una riflessione regolare. Ma i raggi catodici differiscono dai raggi Röntgen perché sono deviati dalla loro traiettoria rettilinea da un campo magnetico poiché trasportano cariche di elettricità negativa.

Il fatto che il campo magnetico agisca sui raggi emessi dalle sostanze radioattive è stato scoperto quasi contemporaneamente da MM. Giesel, Meyer e von Schweidler e Becquerel⁷. Questi fisici hanno riconosciuto che i raggi delle sostanze radioattive sono deviati in un campo magnetico allo stesso modo e nello stesso verso dei raggi catodici; le loro osservazioni si riferivano ai raggi β .

P. Curie ha mostrato che l'irraggiamento del radio comporta due gruppi di raggi ben distinti, uno dei quali è facilmente deviato dal campo magnetico (raggi β), mentre l'altro sembra non avvertire la presenza di tale campo (raggi α e γ il cui insieme era indicato con il nome di *raggi non deviabili*)⁸. Egli ha mostrato inoltre che l'irraggiamento facilmente deviato è in media molto più penetrante dell'insieme dei raggi non deviati a parità di condizioni.

M. Giesel, su un campione di polonio, da lui preparato, ha osservato per la prima volta l'effetto del campo magnetico. Tra tutti i campioni di polonio da me preparati, nessuno ha mai dato luogo ad emissioni di raggi di tipo catodico dotati di potere ionizzante. Sembra attualmente certo che nel polonio di M. Giesel l'emissione di raggi β era dovuta alla presenza di una impurità radioattiva estranea al polonio.

H. Becquerel ha mostrato poi che una parte dei raggi dell'uranio è deviata in un campo magnetico⁹. MM. Rutherford e Grier hanno constatato la presenza di raggi sensibili all'azione del campo magnetico nell'irraggiamento del torio¹⁰. M. Debierne ha constatato lo stesso fatto con l'irraggiamento dell'attinio¹¹.

Ecco quali sono i procedimenti che permettono di osservare la suddivisione dell'irraggiamento in raggi facilmente deviati e poco o nulla sensibili al campo:

1° Si può impiegare il metodo radioografico con un dispositivo utilizzato solitamente da H. Becquerel. La sorgente radiante è costituita da radio posto al fondo di una piccola cavità cilindrica profonda da cui fuoriesce un facile di piccola apertura, come nella figura 91. La lastra fotografica è orientata in modo che il suo piano formi un piccolo angolo con la direzione del fascio; il piano di questa lastra si confonde con il piano del tavolo. Il campo magnetico è normale al piano del tavolo e diretto verso la sua parte posteriore. La traiettoria dei raggi è indicata sulla lastra dalla forma delle immagini prodotte. L'irraggiamento si trova diviso in due fasci: uno di raggi β , deviati da un campo di intensità moderata, e uno non deviato nelle stesse condizioni; quest'ultimo comprende una parte molto assorbibile (raggi α), e un fascio molto penetrante (raggi γ). Una prova ottenuta in queste condizioni è rappresentata nella tavola sotto.

⁵Mc. Clelland. Dublin Trans., 1906.

⁶H. Schmidt, Phys. Zeit., 1908.

⁷Giesel, Wied. Ann., novembre 1899. - Meyer e von Schweidler, Acad. Anzeiger, novembre 1899. - Becquerel, Comptes rendus, dicembre, 1899.

⁸P. Curie. Comptes rendus, 8 gennaio 1900.

⁹Becquerel. Comptes rendus, 1902.

¹⁰Rutherford e Grier. Phil. Mag., 1902.

¹¹Debierne, Comptes rendus, 1900.

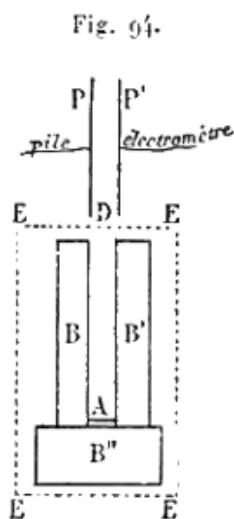


Effetto del campo magnetico sui raggi del radio.

Raggi non deviati α, γ . Raggi deviati β

Se si ricopre la cavità con uno schermo, i raggi α sono assorbiti da un piccolo spessore di materia, mentre i raggi β persistono nello stesso tempo del debole fascio di raggi γ ; quando lo spessore dello schermo aumenta, i raggi β sono assorbiti a loro volta e il fascio γ rimane da solo; questo fascio costituisce quindi l'irraggiamento residuale dopo un forte assorbimento, come mostrato da M. Villard, al quale è dovuta la scoperta dei raggi γ ¹². 2° Si può anche mettere in evidenza l'azione di un campo magnetico di intensità moderata per mezzo di un metodo di misura elettrico. Questo procedimento è stato impiegato da P. Curie¹³ che ha stabilito anche, prima dell'impiego del metodo descritto in precedenza, che l'irraggiamento del radio di compone di due gruppi che si possono separare mediante il campo. Ecco quale è stato il dispositivo sperimentale impiegato;

La sostanza radioattiva *A* (fig. 94) invia radiazioni lungo la direzione *AD* tra le piastre *P* e *P'*. La piastra *P* è mantenuta al potenziale di 500V, la piastra *P'* è collegata ad un elettrometro e ad un quarzo piezoelettrico.



Si misura l'intensità della corrente che passa nell'aria a causa delle radiazioni. Si può fissare a piacere il campo magnetico di una elettrocalamita posta normalmente al piano della figura in tutta la regione *EEEE*. Se i raggi sono deviati, anche debolmente, essi non penetrano tra le piastre, e la corrente è soppressa. La regione in cui passano i raggi è circondata dalle masse

¹²Villard. Comptes rendus, 1900.

¹³P. Curie, Comptes rendus, 8 gennaio 1900.

di piombo B, B', B'' e dalle armature dell'elettrocalamita; quando i raggi sono deviati, essi sono assorbiti dalle masse di piombo B e B' .

I risultati ottenuti dipendono essenzialmente dalla distanza AD tra il corpo radiante e l'intero condensatore in D . Se la distanza AD è molto grande (superiore a 7 cm), la maggior parte (90%) dei raggi del radio che giungono al condensatore è deviata e soppressa da un campo di 2500 unità; questi sono raggi β . Se la distanza AD è inferiore a 65 mm , una parte meno importante dei raggi è deviata dal campo; questa parte è già completamente deviata da un campo di 2500 unità, e la proporzione di raggi soppressa non cresce al crescere del campo da 2500 a 7000 unità.

La proporzione dei raggi non soppressa dal campo è tanto maggiore quanto minore è la distanza AD tra il corpo radiante e il condensatore. Per le piccole distanze, i raggi che possono essere facilmente deviati costituiscono solo una piccola frazione dell'irraggiamento totale. I raggi penetranti sono quindi, in massima parte, raggi deviabili di tipo catodico (raggi β).

Con il dispositivo sperimentale descritto, l'effetto del campo magnetico sui raggi α non poteva probabilmente essere osservato con l'intensità del campo impiegato. L'irraggiamento molto importante, in apparenza non deviabile, osservato a piccola distanza dalla sorgente radiante, era costituito da raggi α ; l'irraggiamento non deviabile osservato a grande distanza era costituito da raggi γ .

Ecco i risultati numerici ottenuti in queste esperienze. Si indica con d la distanza sorgente-condensatore. Supponendo uguale a 100 la corrente ottenuta senza campo magnetico per ogni distanza, i numeri della seconda riga indicano la corrente che sussiste, quando agisce il campo. Questi valori possono essere considerati come esponenti la proporzione dell'insieme dei raggi α e γ , e principalmente quella dei raggi α . Alle distanze maggiori non vi sono più raggi α , e l'irraggiamento non deviato è allora del solo tipo γ .

Esperienze fatte a piccole distanze:

$d\text{ (cm)}$	3,4	5,1	6,0	6,5
proporzione raggi non devianti	74	56	33	11

Esperienze eseguite a grandi distanze, con un prodotto notevolmente più attivo di quello utilizzato per la serie precedente:

$d\text{ (cm)}$	14	30	53	80	98	124	167
proporzione raggi non devianti	12	14	17	14	16	14	11

Si vede che a partire da una certa distanza, la proporzione dei raggi non devianti nell'irraggiamento non varia molto. Questi raggi appartengono probabilmente tutti alla specie γ .

Quando si seleziona il fascio attraverso una lamina assorbente (alluminio o carta), i raggi che passano sono quasi tutti deviati dal campo, di modo che con l'utilizzo dello schermo e del campo magnetico quasi tutto l'irraggiamento è soppresso nel condensatore, l'effetto che sussiste essendo solo dovuto ai raggi γ , la cui proporzione è piccola. Quanti ai raggi α , sono assorbiti dallo schermo. Una lamina di alluminio dello spessore di $\frac{1}{100}$ di millimetro basta a sopprimere quasi tutti i raggi difficilmente deviabili, quando la sostanza è molto lontana dal condensatore; per distanze minori (34 mm e 51 mm), due fogli di alluminio di questo spessore sono necessari per ottenere questo risultato.

Ecco un'altra esperienza che mostra che una lamina di alluminio sottile (spessore $0,01\text{ mm}$) assorbe principalmente i raggi α . Il prodotto essendo posto a 5 cm dal condensatore, si trova, facendo agire il campo magnetico, che la proporzione dei raggi diversi dai β è del 71% . Lo stesso prodotto ricoperto dalla lamina di alluminio, e mantenendo la stessa distanza, si trova che l'irraggiamento trasmesso è quasi totalmente deviato dal campo, essendo i raggi α stati assorbiti dalla lamina.

Misure simili sono state fatte su quattro sostanze radifere (cloruro e carbonati) di attività molto diverse; i risultati ottenuti sono stato assai simili.

Si può notare che, per tutti i campioni, i raggi penetranti deviabili con un magnete (raggi β) sono solo una piccola parte dell'irraggiamento totale; intervengono solo in minima parte nelle misure in cui si utilizza l'irraggiamento integrale per produrre la conducibilità dell'aria. La maggior parte dell'irraggiamento del radio è costituito dai raggi α che provengono soprattutto dallo strato superficiale della materia radiante.

Quando si fa variare lo spessore dello strato della materia radiante, l'intensità di corrente aumenta con questo spessore; l'aumento non è proporzionale all'incremento di spessore per la totalità dell'irraggiamento; esso è maggiore per i raggi β che per i raggi α , di modo che la proporzione di raggi β va crescendo con lo spessore dello strato attivo. Ecco un esempio: se la sorgente radiante è posta ad una distanza di 5 cm dal condensatore, si trova che, per uno spessore uguale a $0,4\text{ mm}$ dallo strato attivo, l'irraggiamento totale è dato dal valore 28 , e la proporzione di raggi β è del 29% . Dando allo strato attivo lo spessore di 2 mm , cioè 5 volte maggiore, si ottiene un irraggiamento totale uguale a 102 e una proporzione di raggi deviabili β uguale al 45% . L'irraggiamento totale che rimane a questa distanza è quindi stato aumentato nel rapporto $3,6$ e quello deviabile β è divenuto circa 5 volte più intenso.

Si può studiare la radiazione emessa dal polonio con lo stesso metodo. quando si fa variare la distanza AD tra polonio e condensatore, non si osserva alcuna corrente finché la distanza è molto grande; quando si avvicina il polonio, si osserva che, per una distanza di circa 4 cm , l'irraggiamento diviene rapidamente importante; la corrente aumenta poi regolarmente se si continua ad avvicinare il polonio, ma il campo magnetico non produce più un effetto apprezzabile in queste condizioni. Sembra che l'irraggiamento del polonio sia limitato nello spazio e superi appena nell'aria una specie di guaina che circonda la sostanza dello spessore di qualche centimetro. I raggi del polonio sono di tipo α . questi raggi non sono insensibili all'azione del campo magnetico, tuttavia il dispositivo descritto era tale che una debole deviazione passava inosservata.

Un analogo dispositivo è stato impiegato da M. Rutherford per decelerare i raggi deviabili dell'uranio e del torio; era però necessaria una maggiore sensibilità, poiché l'intensità dei raggi β è molto piccola, soprattutto con il torio.

3° Si può infine constatare l'effetto del campo magnetico sull'irraggiamento con il metodo fluoroscopico, così come è stato fatto da MM. Meyer e v. Schweidler nelle loro prime esperienze al riguardo. Ecco un dispositivo utilizzabile per una esperienza di questo tipo. Il radio è posto sul fondo di un piccolo tubo di piombo, posto su uno schermo fluorescente che si trova posizionato tra i poli di un elettromagnete; il campo magnetico è perpendicolare alla direzione dei raggi. I raggi che escono dal tubo non colpiscono lo schermo in assenza di campo. Quando il campo è stabilito, i raggi sono curvati e ribattuti sullo schermo, e si osserva su di esso una zona luminosa che inizia ad una certa distanza dal tubo e si estende per una certa larghezza degradando. Al momento dell'inversione del campo, la luminosità appare dall'altro lato della sorgente.

1.6. Potere di penetrazione dell'irraggiamento delle sostanze radioattive

Dall'inizio delle ricerche sui corpi radioattivi, ci si è preoccupati dell'assorbimento prodotto da diversi schermi sui raggi emessi da queste sostanze. Questi studi hanno contribuito a stabilire la natura complessa dell'irraggiamento, indipendentemente dal metodo basato sull'impiego del campo magnetico. È così che, nel mio primo lavoro sui raggi del torio, ho già indicato la penetrazione relativa dei raggi uranici e di quelli torici¹⁴. M. Rutherford ha studiato più in particolare la radiazione uranica¹⁵ e ha mostrato che essa è eterogenea e si compone di due tipi di raggi. M. Owens ha concluso la stessa cosa per i raggi torici¹⁶. Quando giunse poi la scoperta delle sostanze fortemente radioattive, il potere di penetrazione dei loro raggi fu subito studiato

¹⁴M. Curie, Comptes rendus. 1898.

¹⁵Rutherford. Phil. Mag., 1899.

¹⁶Owens. Phil. Mag., 1899.

da diversi fisici (Becquerel, Meyer e von Schweidler, Curie, Rutherford). Le prime osservazioni misero in evidenza l'eterogeneità dell'irraggiamento che sembrava essere un fenomeno generale e comune alle sostanze radioattive¹⁷; vi si trovava la presenza di sorgenti che emettono un insieme di radiazioni, dotata ciascuna di un potere di penetrazione proprio. La questione si complica ancora per questo fatto, vi è cioè da ricercare in quale misura la natura della radiazione può modificarsi per il passaggio attraverso la materia.

Il potere di penetrazione di ogni gruppo di raggi sarà esaminato separatamente nel seguito di questo Capitolo. Si può tuttavia indicare qualche risultato approssimato che offre un'idea dell'assorbimento relativo dell'insieme dei raggi per diverse sostanze radioattive. Questi risultati non hanno un significato semplice, ma possono avere una utilità pratica.

Se si considera l'assorbimento delle radiazioni da parte degli schermi solidi, si constata una differenza fondamentale tra il radio e il polonio. Il radio emette raggi capaci di attraversare un grande spessore di materia solida, per esempio 20 cm di piombo o di vetro. I raggi che hanno attraversato un grande spessore di un corpo solido sono estremamente penetranti, e, praticamente, non si riesce più, per così dire, a farli assorbire integralmente in qualunque modo. Ma questi raggi costituiscono solo una piccola frazione dell'assorbimento totale, la cui gran parte è, al contrario, assorbita da un piccolo spessore di materia solida.

Il polonio emette raggi estremamente assorbibili che possono attraversare solo schermi solidi molto sottili.

Ecco, a titolo d'esempio, qualche valore relativo all'assorbimento prodotto da una lamina di alluminio di spessore uguale a 0,01 mm. Questa lamina era posta al di sopra e quasi a contatto della sostanza. L'irraggiamento diretto e quello trasmesso dalla lamina erano misurati con il metodo elettrico (fig. 32); la corrente di saturazione era ben raggiunta in tutti i casi. Si è indicato con a l'attività della sostanza radiante, essendo quello dell'uranio presa come unità.

	a	Frazione dell'irraggiamento trasmessa dalla lamina
Cloruro di bario radifero	57	0,32
Bromuro	43	0,30
Cloruro	1200	0,30
Solfato	5000	0,29
Solfato	10000	0,32
Bismuto a polonio metallico		0,22
Composti di uranio		0,20
Composti di torio in strato sottile		0,38

Si vede che composti radiferi di natura e attività diversa danno risultato molto simili, come ho indicato già per i composti di uranio e torio. Si vede anche che, se si considera tutta la massa dell'irraggiamento, e per la lamina assorbente considerata, le diverse sostanze radianti si distribuiscono secondo la penetrazione decrescente dei loro raggi: torio, radio, polonio, uranio.

Questi risultati sono analoghi a quelli pubblicati da M. Rutherford in una Memoria relativa a questo argomento¹⁸. M. Rutherford ha evidenziato che l'ordine è lo stesso quando la sostanza assorbente è l'aria. Ma è probabile che questo ordine non abbia nulla di assoluto e che non si manterrebbe indipendentemente dalla natura e dallo spessore dello schermo considerato. L'esperienza mostra, infatti, che la legge di assorbimento è assai diversa per il polonio e il radio, e che, per quest'ultimo, si deve considerare separatamente l'assorbimento dei raggi di ciascuno dei tre gruppi.

Le esperienze relative all'assorbimento dei tre gruppi principali di raggi: raggi α , raggi β e raggi γ , per la materia attraversata, mostrano che esistono differenze caratteristiche nel modo in cui ogni gruppo si comporta da questo punto di vista. Queste differenze sono sufficienti a

¹⁷M. e Madame Curie, Rapports au Congrès, 1900.

¹⁸M. Rutherford, Phil. Mag., 1902.

caratterizzare nella maggior parte dei casi la specie α , β , γ , unicamente sulla base di esperienze di esperienze di assorbimento.

RAGGI β

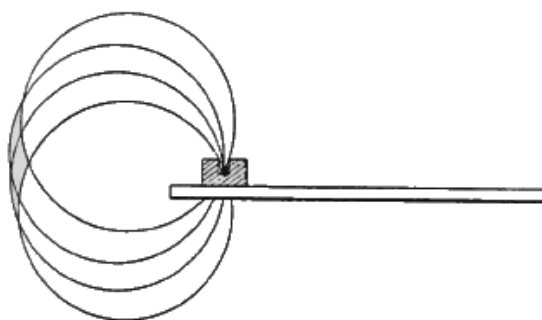
1.7. Definizione dell'irraggiamento β

Risulta dalle esperienze descritte in precedenza che l'irraggiamento delle sostanze radioattive è in parte deviato in un campo magnetico, e che la deviazione è come quella dei raggi catodici. Nell'irraggiamento del radio, i raggi facilmente deviati costituiscono la parte più importante dei raggi penetranti, essendo l'intensità valutata per il potere ionizzante dei raggi. D'altra parte, esaminando la radiazione uranica, M. Rutherford aveva trovato che questa era composta di due gruppi di raggi di potere di penetrazione molto diverso, e aveva dato il nome di *raggi α* ai raggi assorbibili, quello di *raggi β* ai raggi penetranti; esperienze ulteriori hanno mostrato che questi ultimi comprendevano principalmente raggi facilmente deviabili da un campo magnetico. La notazione *raggi β* è stata poi generalizzata e applicata ai raggi facilmente deviati emessi dalle sostanze radioattive; l'analogia completa di questi raggi con quelli catodici è stata dimostrata dall'insieme delle esperienze fatte che saranno poi descritte.

1.8. Complessità dell'irraggiamento β . Azione del campo magnetico

H. Becquerel ha studiato l'effetto del campo magnetico sui raggi del radio con il metodo radiografico¹⁹. Il dispositivo sperimentale impiegato era quello della figura 91. Il radio era posto in un contenitore di piombo P , e questo era posto sulla faccia sensibile di una lastra fotografica AC avvolta da carta nera: il tutto era posto tra i poli di una elettrocalamita, essendo il campo magnetico normale al piano della figura. Se il campo è diretto verso il retro di questo piano, la parte BC della lastra si trova impressionata dai raggi che, avendo descritto traiettorie curvilinee, sono respinte sulla lastra e la intersecano. Questi raggi sono di tipo β : essi si comportano in un campo magnetico come raggi catodici. Se il contenitore è posto al bordo di una lastra il cui strato sensibile è ruotato verso il basso, i raggi possono descrivere traiettorie quasi chiuse e impressionare la lastra la di sotto della sorgente (fig. 95).

Fig. 95.



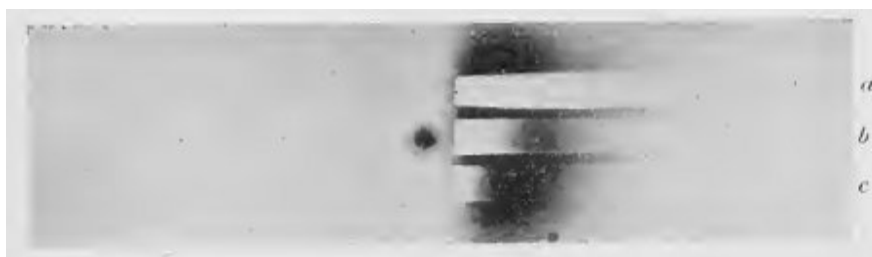
L'analogia così rivelata tra i raggi catodici e i raggi β conduce a considerare questi ultimi come particelle cariche negativamente ed emesse dalla sostanza radioattiva con grande velocità. Quando una tale particella è emessa in direzione normale a quella di un campo magnetico uniforme, essa deve descrivere, in un piano normale al campo e passante per la sua velocità iniziale, una traiettoria circolare di raggi R , tale che si abbia la relazione

$$\frac{mv}{e} = HR$$

¹⁹Becquerel, Comptes rendus, 1900.

essendo m la massa della particella, e la sua carica elettrica, v la sua velocità iniziale e H il valore del campo. Se non si considerano i raggi normali alla lastra, questi raggi devono quindi descrivere nel piano della figura dei cerchi che intersecano la lastra ad angolo retto.

H. Becquerel ha mostrato che l'immagine è costituita da una banda larga diffusa, vero spettro continuo, che mostra che il fascio di raggi deviabili emessi dalla sorgente si compone di radiazioni diversamente deviabili. Se si ricopre la gelatina della lastra con diversi schermi assorbenti (carta, vetro, metalli), una parte dello spettro si trova soppresso, e si constata che i raggi più deviati dal campo magnetico, cioè quelli che danno il più piccolo valore del raggio della traiettoria circolare, sono quelli più fortemente assorbiti. Per ogni schermo l'immagine sulla lastra comincia solo ad una certa distanza dalla distanza radiante, essendo questa distanza tanto maggiore quanto lo schermo è più assorbente. La tavola 3 rappresenta una fotografia ottenuta con schermi di carta, di alluminio e di platino posti sopra la lastra.



Effetto del campo magnetico sui raggi del radio. Lastra ricoperta dagli schermi

a schermo in platino, spessore 0,3 mm
b schermo in alluminio, spessore 0,1 mm
c schermo in carta nera

Si ottengono risultati analoghi ricoprendo la cavità con uno schermo di spessore variabile. Queste esperienze mostrano chiaramente che i raggi β più penetranti sono quelli meno deviati dal campo, e la cui traiettoria ha il maggior raggio di curvatura. Questi raggi, in base alla teoria, sono quelli a velocità maggiore.

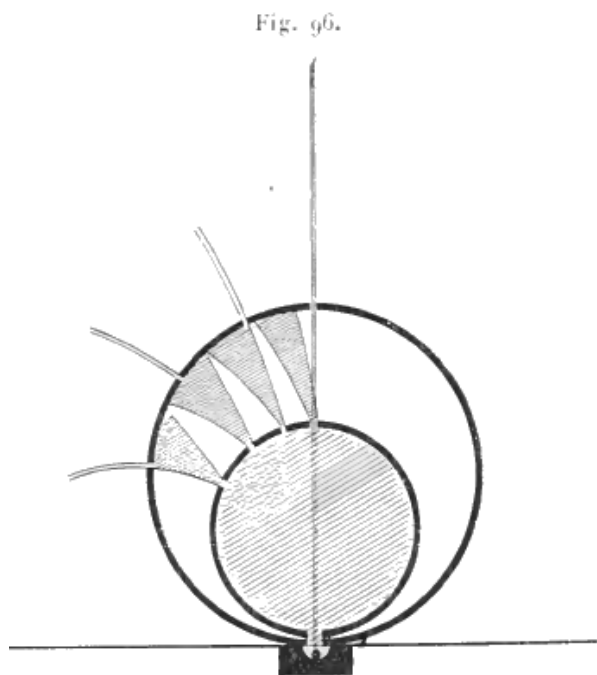
Si può determinare approssimativamente, per uno schermo dato, il limite dell'immagine dal lato della sorgente. Questo limite corrisponde ai raggi più assorbibili tra tutti quelli che possono attraversare lo schermo considerato. La distanza del limite dell'immagine dalla sorgente rappresenta per questi raggi il doppio del raggio di curvatura. Ecco i valori ottenuti da H. Becquerel per l'irraggiamento del radio e per diversi schermi:

Sostanza	Spessore in <i>mm</i>	Valore limite inferiore del prodotto HR per i raggi trasmessi
Carta nera	0,065	780
Alluminio	0,010	430
Alluminio	0,100	1190
Alluminio	0,200	1750
Mica	0,025	640
Vetro	0,155	1330
Platino	0,030	1540
Rame	0,085	2055
Piombo	0,130	3080

I valori determinati sono solo di prima approssimazione, poiché non è certo possibile, con il dispositivo impiegato, evitare la presenza di raggi obliqui. Tuttavia si può constatare che il fascio di raggi emessi dal radio comprende raggi per i quali il prodotto $\frac{mv}{e}$ varia entro grandi limiti.

Se si tiene conto dei raggi obliqui, si può dimostrare che tutti i raggi emessi in diverse direzioni, in uno stesso piano passante per il campo, tagliano la lastra secondo un arco di ellisse che ammette la direzione del campo come asse maggiore e la sorgente come centro. La più esterna tra queste ellissi è quella che corrisponde ai raggi emessi in un piano normale alla lastra e passante per il campo; essa ha come semiassse $4R$ lungo la direzione del campo, e $2R$ lungo la direzione perpendicolare. Il semiassse dell'ellisse esterno normale al campo può quindi in questo caso fornire un valore approssimato del raggio di curvatura della traiettoria dei raggi emessi normalmente alla direzione del campo.

Per separare i diversi raggi β del radio, H. Becquerel impiegava il seguente dispositivo²⁰: la sostanza attiva era posta in una stretta e profonda scanalatura in un piccolo blocco di piombo (fig. 96); si ottiene così una sorgente lineare lunga qualche millimetro, che si pone orizzontalmente e parallelamente al campo.



Una lastra fotografica verticale e normale al campo è posta al di sopra della sorgente. Contro la lastra fotografica si dispone, a contatto con essa, un primo schermo formato dalla superficie laterale di un cilindro circolare retto. Questo schermo presenta una serie di fenditure parallele alla generatrice del cilindro, e una delle quali è di fronte alla sorgente. Un secondo schermo, dello stesso tipo ma di raggio minore, è disposto all'interno al primo applicato sulla lastra. La sorgente S e due fenditure A, B definiscono una superficie cilindrica sulla quale si sviluppano tutte le traiettorie dei raggi, che passano per le fenditure e raggiungono la lastra sul contorno della circonferenza che rappresenta la base di questa superficie. La sorgente e le fenditure sono di piccola lunghezza, e per questo i raggi di curvatura delle traiettorie considerate differiscono di poco dal raggio della circonferenza di base, che sarà la traiettoria di un raggio passante per le fenditure in un piano normale al campo. Tutto avviene quindi come se la traiettoria di un tale raggio si trovasse riprodotta sulla lastra. Con questo procedimento, semplici raggi β si trovano isolati al di là del secondo schermo; questi raggi hanno traiettorie di diversa curvatura, corrispondenti a diverse combinazioni di fenditure a due a due.

Questo dispositivo è stato utilizzato per studiare il passaggio dei raggi β attraverso la materia. Si può, per esempio, circondare con una lamina metallica lo schermo esterno. Il dispositivo è mostrato nella tavola 4.

²⁰Becquerel, Comptes rendus, 1901.



Tavola 4: Dispositivo di Becquerel per isolare raggi β semplici

La tavola 5 rappresenta una fotografia ottenuta con questo procedimento. Vi si constata una forte impressione generale prodotta sulla lastra all'interno del primo schermo dai raggi emessi in tutte le direzioni; al di là del primo schermo si colgono fasci che escono dalla prima serie di aperture e confrontabili a spettri; oltre il secondo schermo appaiono i raggi semplici che escono dalla seconda serie di aperture, e le cui traiettorie circolari possono facilmente essere prolungate in modo da passare da una delle fenditure della prima serie e dalla sorgente. La traccia del fascio diretto è dovuta ai raggi γ .



Tavola 5: Prova ottenuta con il dispositivo della tavola 4

1.9. Carica dei raggi β del radio

I raggi catodici sono, come ha mostrato M. Perrin, carichi di elettricità negativa²¹. Inoltre possono, dalle esperienze di M. Perrin e di M. Lenard²², trasportare le loro cariche attraverso rivestimenti metallici collegati a terra, e attraverso lamine isolante. In tutti i punti in cui i raggi catodici sono assorbiti, si produce una liberazione continua di elettricità negativa. Abbiamo

²¹Comptes rendus, I. CXXI, p. 1130. - Annales de Chimie et de Physique, t. II, 1897.

²²Lenard, Wied. Ann., I, LXIV, p. 279.

constatato, P. Curie ed io, che si ha la stessa cosa per i raggi β del radio. *I raggi β del radio sono carichi di elettricità negativa*²³.

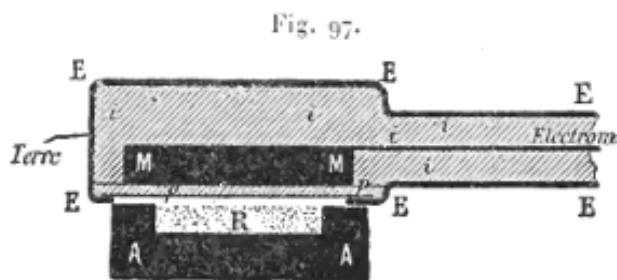
Stendiamo la sostanza radioattiva su una delle piastre di un condensatore, una delle quali è messa a terra: la seconda è collegata ad un elettrometro e riceve e assorbe i raggi emessi dalla sostanza. Se i raggi sono carichi, si deve osservare un flusso continuo di elettricità all'elettrometro. Questa esperienza, realizzata in aria, non ha consentito di decelerare una carica dei raggi, ma l'esperienza eseguita in questo modo non è sensibile. Essendo l'aria tra le piastre resa conduttrice dai raggi, l'elettrometro non è più isolato e può misurare solo cariche molto intense.

Affinché i raggi α non apportino perturbazioni nell'esperienza, li si possono sopprimere ricoprendo la sorgente radiante con un sottile schermo metallico; il risultato dell'esperienza non è modificato²⁴.

Abbiamo senza successi ripetuto questa esperienza in aria facendo penetrare i raggi all'interno di un cilindro di Faraday in relazione con l'elettrometro²⁵.

Ci si poteva già rendere conto, dalle precedenti esperienze, che la carica dei raggi del prodotto radiante impiegato era piccola rispetto alle cariche liberate nel gas dall'azione ionizzante dei raggi.

Per constatare una piccola liberazione di elettricità sul conduttore che assorbe i raggi, è necessario che questo conduttore sia ben isolato elettricamente; per ottenere questo risultato, è necessario metterlo al riparo dall'aria, sia ponendolo in un tubo con un vuoto molto perfetto, sia circondandolo con un buon dielettrico solido. Quest'ultimo è il dispositivo impiegato.



Un disco conduttore *MM* (fig. 97) è collegato mediante un'asta metallica *t* all'elettrometro; disco ed asta sono completamente circondati da materiale isolante *iii*; il tutto è ricoperto da una guaina metallica *EEEE* che è messa a terra. Su una delle facce del disco, l'isolante *pp* e l'involuppo metallico sono molto sottili; è questa faccia che è esposta all'irraggiamento del sale di bario radifero *R*, posto all'esterno in un trogolo di piombo. La guaina isolante deve essere perfettamente continua. Riempite d'aria tutte le fessure, andando dal conduttore interno fino all'involuppo metallico, è una causa di corrente dovuta alle forze elettromotrici di contatto utilizzando la conducibilità dell'aria sotto l'azione del radio. I raggi emessi dal radio attraversano l'involuppo metallico e la lamina isolante *pp*, e sono assorbiti dal disco metallico *MM*. Questo emette allora con continuità e in modo continuo elettricità negativa che si constata all'elettrometro e che si misura con un quarzo piezoelettrico.

La corrente così creata è molto piccola. Con cloruro di bario radifero molto attivo che forma uno strato con una superficie di $2,5\text{ cm}^2$ e dello spessore di $0,2\text{ cm}$, si ottiene una corrente dell'ordine di grandezza di 10^{-11} ampère, avendo i raggi utilizzato attraversato, prima di essere assorbiti dal disco *MM*, uno spessore di alluminio di $0,01\text{ mm}$ e uno spessore di ebanite di $0,3\text{ mm}$.

²³M. e Madame P. Curie, Comptes rendus, 1900.

²⁴A dire il vero, in queste esperienze, si osserva quasi sempre una deviazione nell'elettrometro, ma è facile rendersi conto che questo spostamento è un effetto della forza elettromotrice di contatto che esiste tra le piastre collegate all'elettrometro e i conduttori vicini; questa forza elettromotrice fa deviare l'elettrometro, grazie alla conducibilità dell'aria sottoposta all'irraggiamento del radio.

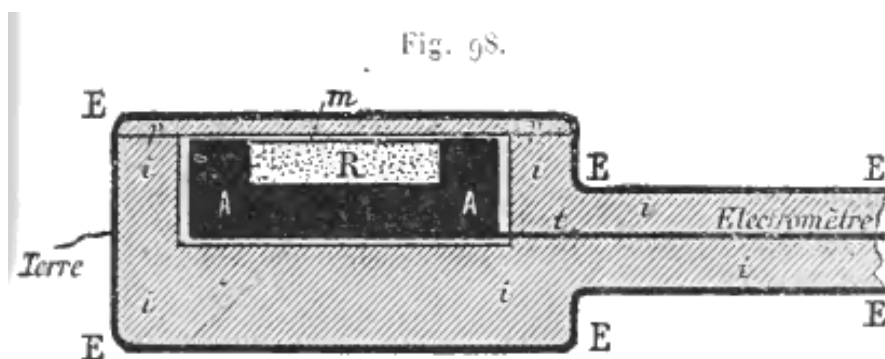
²⁵Il dispositivo del cilindro di Faraday potrebbe presentare qualche vantaggio nel caso in cui si produca una forte diffusione dei raggi da parte delle pareti. Si potrebbe sperare così di raccogliere e utilizzare questi raggi diffusi.

Si utilizzava in seguito piombo, rame e zinco per il disco MM , ebanite e paraffina come isolante; i risultati ottenuti sono stati gli stessi.

La corrente diminuisce quando si allontana la sorgente radiante R , o quando si impiega un prodotto meno attivo.

Si ottengono risultati analoghi sostituendo il disco MM con un cilindro di Faraday riempito d'aria, ma racchiuso esteriormente da un materiale isolante. L'apertura del cilindro, chiusa dalla sottile lastra isolante pp , si trova allora di fronte alla sorgente radiante.

Infine, si può fare l'esperienza inversa, che consiste nel porre il trogolo di piombo con il radio nel mezzo della materia isolante e collegato all'elettrometro (fig. 98), essendo il tutto racchiuso dal contenitore metallico messo a terra. In queste condizioni, si osserva all'elettrometro che il radio prende una carica positiva e uguale in grandezza alla carica negativa della prima esperienza. I raggi del radio attraversano la sottile piastra elettrica pp e abbandonano il conduttore interno importando elettricità negativa.



I raggi α del radio non intervengono in queste esperienze, essendo assorbiti quasi totalmente da uno spessore molto sottile di materia. Il metodo descritto non è più conveniente per lo studio della carica dei raggi del polonio, essendo questi ugualmente molto penetranti. L'esperienza fatta con il polonio non ha permesso di osservare alcun indice di carica; ma, per il motivo precedente, non si poteva trarre da questa esperienza alcuna conclusione.

Così, nel caso dei raggi deviabili β del radio, come in quello dei raggi catodici, i raggi trasportano elettricità. Si è quindi portati a servirsi, nello studio dell'emissione dei raggi deviabili β del radio, della stessa teoria attualmente utilizzata per lo studio dei raggi catodici, e supporre che il radio invii nello spazio particelle cariche negativamente.

Un campione di radio, racchiuso in un involuppo solido, sottile, che non lascia passare alcun raggio α e perfettamente isolante, deve caricarsi spontaneamente ad un potenziale molto elevato, finché la differenza di potenziale con i conduttori circostanti diviene sufficiente ad impedire l'allontanamento delle particelle elettrizzate emesse e provocare il loro ritorno alla sorgente radiante. Ma la scarica distruttiva si produrrà prima. Inoltre, non essendo l'isolamento del tutto perfetto, si stabilisce l'equilibrio quando la velocità di scarica arriva a compensare la velocità di carica.

P. Curie ha realizzato per caso l'esperienza seguente: un campione di radio molto attivo era racchiuso da lungo tempo in una ampolla di vetro. Per aprire l'ampolla, P. Curie ha fatto un tratto sull'ampolla. A questo punto intendeva nettamente il rumore di una scarica e, osservando poi l'ampolla in dettaglio, osservava che il vetro era stato perforato da una scarica nel punto in cui si era trovato assottigliato dalla rigatura. Il fenomeno che si è prodotto è esattamente confrontabile con la rottura del vetro di una bottiglia di Leyda troppo caricata²⁶. Lo stesso fenomeno si è riprodotto con un'altra ampolla. Inoltre, nel momento in cui la scarica si è manifestata, P. Curie, che teneva l'ampolla percepiva nelle dita la scossa elettrica dovuta alla scarica. Osservazioni analoghe sono state pubblicate poi da altri osservatori²⁷.

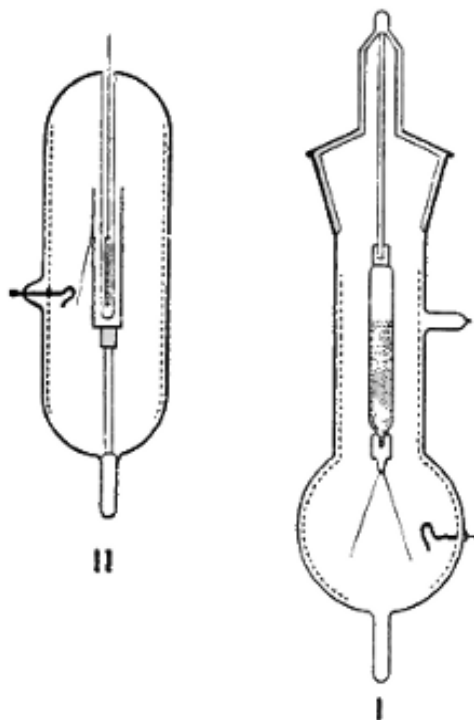
²⁶M. Curie, Tesi di dottorato, Parigi 1903.

²⁷Dorn, Phys. Zeit., 1903.

Certe vetrerie hanno buone capacità isolanti. Se si racchiude il radio in un'ampolla di vetro sigillato e isolante, ci si può attendere che questa ampolla in un momento dato si rompa spontaneamente.

Vediamo nel radio il primo esempio di un corpo che si carica spontaneamente di elettricità quando è posto in determinate condizioni.

Fig. 99.



Il dispositivo seguente dovuto a M. Strutt²⁸ permette di constatare l'emissione di elettricità dal radio per mezzo di raggi penetranti. L'apparecchio è un'ampolla di vetro (fig. 99,I) nella quale è collegata un'asta isolante in quarzo che sostiene un'ampolla di vetro sottile contenente il radio. Una coppia di foglie d'oro, del tipo elettroscopio, è fissata all'ampolla e comunica con il radio. Nell'ampolla viene fatto un vuoto spinto. A causa dell'emissione di raggi β , questa si carica positivamente, ed essendoci un buon isolamento, la carica è misurata dall'elettroscopio la cui foglia è deviata e si scarica su un pomello messo a terra. L'apporti di carica è continuo e il foglio oscilla in modo continuo. Si può anche realizzare questa esperienza dando allo strumento la forma II. Il radio è introdotto in un tubo fissato nell'ampolla; i raggi β attraversano il tubo, penetrano nell'ampolla e caricano il cilindro isolato dal quale sono assorbiti. Quando si vuole bloccare l'esperienza, si toglie il radio e si evita così la rottura prematura della foglia mobile: di contro l'apparecchio è meno sensibile, poiché i raggi β sono in parte assorbiti dal vetro dell'ampolla. In tutti questi casi, è bene munire la superficie interna dell'ampolla con un rivestimento metallico messo a terra, destinato ad assicurare la protezione elettrostatica e a neutralizzare l'effetto della carica dei raggi β assorbiti dal vetro.

È in tal modo possibile evidenziare la carica acquisita da 0,5 g di sale di bario radifero di attività 100 volte soltanto maggiore di quella dell'uranio. La divergenza completa delle foglie era raggiunta in 20 ore. Con 0,1 g di sale di radio puro, lo scarto massimo può essere ottenuto in una frazione di minuto.

Trascurando la solidità della foglia, questa esperienza costituirebbe il primo esempio di *moto perpetuo*, se la radioattività del radio fosse considerata come costante. Ma, poiché il radio subisce secondo la probabilità una disintegrazione molto lenta, il moto diviene in realtà sempre più lento smorzandosi progressivamente.

²⁸Strutt, Phil. Mag., 1903.

In quanto detto vi era la questione della carica acquisita dal radio a causa dell'emissione dei soli raggi β . Vedremo che non è il solo modo di emissione di elettricità da parte del radio. Oltre alla carica negativa emessa con i raggi β , il radio produce una emissione di elettricità positiva di raggi α e una emissione di cariche negative non in grado di attraversare un involucro solido, anche molto sottile. La carica totale che il radio potrebbe acquisire in un dato tempo se non fosse circondato da alcun involucro solido e se fosse perfettamente isolato, dipende dall'importanza relativa delle cariche positive e negative emesse in condizioni determinate.

Un primo tentativo di determinazione in valore assoluto della carica trasportata in un dato tempo dai raggi β del radio è stato fatto da M. Wien²⁹ con 4 mg di bromuro di radio. Questo sale era posto in un crogiolo di platino chiuso, sospeso mediante un filo isolante all'interno di una ampolla di vetro, nella quale si era fatto un vuoto spinto. Il crogiolo di platino poteva essere messo in comunicazione con un elettrodo sigillato nel vetro e collegato ad un elettrometro. In un buon vuoto il crogiolo raggiungeva un potenziale di 100 volt, e la corrente di carica negativa che si liberava corrispondeva a $2,9 \cdot 10^{-12}$ ampère. Ammettendo che ogni particella β trasporta la carica elementare ($e \simeq 10^{-20}$ unità elettromagnetiche), questa corrente corrisponde ad una emissione di circa 10^{10} particelle β per grammo di radio e per secondo. Ma questo era solo un limite inferiore, poiché una parte delle particelle β era assorbita dal platino e dallo stesso sale di radio.

M. Rutherford ha effettuato l'esperienza nel modo seguente³⁰: un'asta di piombo lunga 4 cm e del diametro di 4 mm era fortemente attivata dall'emanazione del radio, essendo il tempo di attivazione sufficiente per il raggiungimento del regime della radioattività indotta. Al termine dell'esposizione, l'attività era immediatamente confrontata con quella di una piccola ampolla di vetro contenente una quantità nota di bromuro di radio puro in equilibrio radioattivo: il confronto tra le due sorgenti era fatto mediante uno schermo assorbente, e, per la misura, erano utilizzati solo i raggi penetranti. Questi raggi nell'irraggiamento del radio provenivano solo dalla radioattività indotta in equilibrio con il sale; ci si può quindi rendere conto a quale quantità di radio puro corrisponde in condizioni di equilibrio la radioattività indotta presente sull'asta. Quest'ultima è poi circondata da un foglio di alluminio dello spessore di $0,053\text{ mm}$, sufficiente a fermare i raggi α del radio; poi viene montata come elettrodo interno in un contenitore cilindrico nel quale viene fatto rapidamente il vuoto. Essendo l'elettrodo collegato all'elettrometro, è possibile misurare ad intervalli di tempo determinati la corrente che è ottenuta quando si applica un campo elettrico tra il contenitore e l'elettrodo nei due versi alternativamente. Siano i_0 la corrente dovuta alla ionizzazione del gas che rimane nell'apparecchio, n il numero di particelle β emesse dall'elettrodo in un secondo ed e la carica di una particella. Siano i_1 la corrente osservata quando il campo è diretto verso l'elettrodo; i_2 quella diretta nel verso contrario. Si avrà

$$\begin{aligned} i_1 &= i_0 + ne \\ i_2 &= -i_0 + ne \end{aligned}$$

da cui

$$ne = \frac{i_1 + i_2}{2}$$

L'attività dell'asta decresce durante l'esperienza. La legge di questa decrescenza è nota ed è facile tenerne conto e confrontare il valore della carica con l'attività iniziale. Si deve anche sottolineare che la carica totale emessa dall'elettrodo è $2ne$, poiché la metà dei raggi β è emessa verso l'asta e da essa assorbita. Adottando per e il valore $4,7 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$ si deduce dal valore della carica che il numero di particelle β emesse per secondo dal deposito attivo che è in equilibrio con un grammo di radio è uguale a $5,3 \cdot 10^{10}$.

L'esperienza è soggetta ad alcuna cause d'errore. Infatti i raggi β e γ che fuoriescono dall'elettrodo possono produrre raggi secondari colpendo l'asta di piombo che porta il deposito

²⁹Wien, Phys. Zeit., 1903.

³⁰Rutherford, Phil. Mag., 1905.

attivo. Tra questi raggi secondari vi sono quelli che portano una carica negativa; l'emissione di cariche negative dall'elettrodo ne risulta quindi accresciuta. Raggi secondari sono pure emessi dalla superficie interna del contenitore, ma poiché pochi di loro possono raggiungere l'elettrodo la cui superficie è piccola, il loro effetto non è importante. Infine bisogna tener conto del fatto che un certo numero di particelle β sono assorbite dal sottile foglio di alluminio che circonda l'asta.

Per ridurre la causa d'errore dovuta ai raggi secondari, M. Makower³¹ ha predisposto l'esperienza seguente. La sorgente di raggi β è un tubo di vetro sottile che contiene emanazione di radio e che è avvolto da un sottile foglio di alluminio. Questo tubo serve da elettrodo ed è collegato ad una batteria di 20 elementi e posto secondo l'asse di un cilindro di ottone, isolato e collegato all'elettrometro; il tutto è racchiuso in un contenitore di vetro argentato internamente la cui superficie conduttrice è collegata a terra e la cui chiusura è sigillata. L'attività del tubo a emanazione è confrontata con quella di un'ampolla chiusa contenente radio, per mezzo dell'emissione di raggi penetranti. Se il radio nell'ampolla è in equilibrio con l'emanazione e il deposito attivo, e se l'emanazione nel tubo è in equilibrio con il deposito attivo, l'irraggiamento penetrante misurato in entrambi i casi, nelle stesse condizioni, è proporzionale alla quantità di emanazione e corrisponde di conseguenza ad una quantità di radio in equilibrio con questa quantità di emanazione. Il numero delle particelle β ottenuto per grammo di radio e per secondo è stato di $3,68 \cdot 10^{10}$ e $3,41 \cdot 10^{10}$ nelle due esperienze consecutive con un tubo di vetro la cui parete aveva uno spessore di $0,078\text{ mm}$, e ammettendo per la carica elementare il valore $4,7 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$ In queste esperienze l'emissione di raggi secondari è trascurata, poiché il tubo di vetro è troppo sottile per emetterne in quantità significativa, e poiché, tra quelli che sono emessi dal cilindro di ottone, solo una piccola frazione può essere assorbita dal tubo che funge da elettrodo. Ma una correzione importante è necessaria poiché le particelle β sono in parte assorbite dal vetro del tubo; si sa, infatti, che l'irraggiamento del deposito attivo comprende raggi β molto assorbibili, che sono fermati da un piccolo spessore di materia. Basandosi su esperienze di assorbimento, M. Makower è stimato in circa 10^{11} il numero di particelle β emesse in un secondo dal deposito attivo in equilibrio con 1 g di radio.

Questo valore è riferito ai soli raggi β , cioè alle particelle cariche negativamente e aventi una velocità sufficiente per ionizzare il gas. Vedremo che i corpi radioattivi, e in particolare il radio, producono pure una emissione di cariche negative, portate da particelle la cui velocità è insufficiente per indicarle come raggi ionizzanti. Queste particelle, dette talvolta raggi δ , non intervengono nelle esperienze considerate, poiché non possono attraversare né il vetro né l'alluminio, anche di spessori molto piccoli. Tuttavia la carica emessa sotto questa forma per unità di tempo è molto importante.

1.10. Azione del campo elettrico sui raggi β

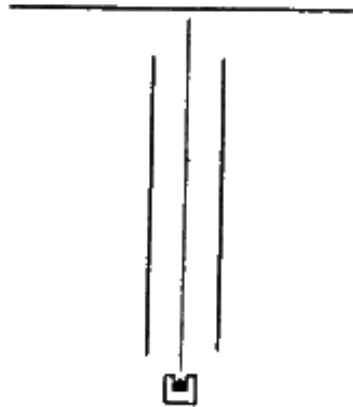
L'azione del campo elettrico sui raggi β poteva essere provata in base alle esperienze descritte in precedenza. I raggi deviabili β del radio, essendo assimilati a raggi catodici, devono essere deviati da un campo elettrico come questi ultimi, cioè come per una particella materiale carica negativamente e scagliata nello spazio con grande velocità. L'esistenza di questa deviazione è stata mostrata, da una parte, da M. Dorn³², dall'altra, da M. Becquerel³³.

³¹Makower, Phil. Mag., 1909.

³²Dorn, Abh. Halle, marzo 1900.

³³Becquerel, Comptes rendus, t. CXXX, p. 819.

Fig. 100.



L'esperienza realizzata da H. Becquerel è già stata descritta nel primo Libro, Cap.I 15. Due piastre rettangolari verticali, di altezza $3,45\text{ cm}$, erano poste parallelamente ad una distanza di 1 cm ; una delle piastre era collegata a terra e l'altra era caricata per mezzo di una macchina elettrica (fig. 100). La sostanza attiva si trovava in una vaschetta lineare parallela alle piastre e posta al di sotto di esse, in modo da far coincidere la parte media del fascio con un piano parallelo alle lastre e posto ad uguale distanza da esse. Una lastra fotografica orizzontale avvolta con carta nera era fissata al di fuori del campo a $1,2\text{ cm}$ al di sopra delle piastre. Il fascio largo e diffuso dei raggi emessi mostrava nel campo elettrico una deviazione difficile da misurare. Si è disposto allora, esattamente al di sotto della sorgente lineare, uno schermo piatto molto sottile di mica, molto ben isolato. Questo schermo che superava i limiti del campo e si avvicinava molto poco alla lastra fotografica, alla quale era perpendicolare, dava su questa un'ombra rettilinea molto stretta quando il fascio non era deviato. Al contrario, quando il campo era stabilito, una parte del fascio era fermata dallo schermo, e questo proiettava sulla lastra un'ombra la cui direzione indicava il verso della deviazione; il limite di tale ombra corrispondeva alla deviazione dei raggi meno deviati dal campo elettrico che producono ancora un'immagine attraverso la carta nera. Sia δ questa deviazione, l la lunghezza del campo, h la sua intensità, e la carica di una particella, m la sua massa, v la sua velocità e d la distanza piastra-sorgente; si ha la relazione:

$$\delta = \frac{eh}{mv^2} l \left(d - \frac{l}{2} \right)$$

Questa relazione non qui verificata molto esattamente, poiché la direzione iniziale del raggio è mal definita, e il campo non è molto uniforme. Essa permette tuttavia di ottenere un valore approssimato di δ e di conseguenza del prodotto $\frac{mv^2}{e}$, note le dimensioni dello strumento e l'intensità del campo elettrico.

1.11. Rapporto tra la carica e la massa per una particella carica negativamente emessa dal radio.

Lo studio dell'effetto di un campo magnetico uniforme sui raggi β può fornire il valore del raggio di curvatura della traiettoria di un raggio emesso normalmente al campo, e di conseguenza al valore del prodotto $\frac{mv}{e}$ relativo a questi raggi. Lo studio dell'azione del campo elettrico sugli stessi raggi può, come visto, fornire il valore del prodotto $\frac{mv^2}{e}$. Conoscendo $\frac{mv}{e}$ e $\frac{mv^2}{e}$ possiamo calcolare il valore $\frac{e}{m}$ e di v , come fatto in precedenza per i raggi catodici.

Le misure di H. Becquerel hanno permesso di ottenere un primo valore approssimato del rapporto $\frac{e}{m}$ e della velocità v per i raggi β del radio. La difficoltà principale proveniva dall'eterogeneità del fascio e dall'incertezza relativa alla corrispondenza tra la deviazione magnetica e quella elettrica. Becquerel stimò che per i raggi di cui aveva misurato la deviazione elettrica, il

prodotto HR doveva avere il valore di circa 1600. Si trova in questo caso

$$\frac{e}{m} = 10^7 \text{ u.e.m} \quad v = 1,6 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

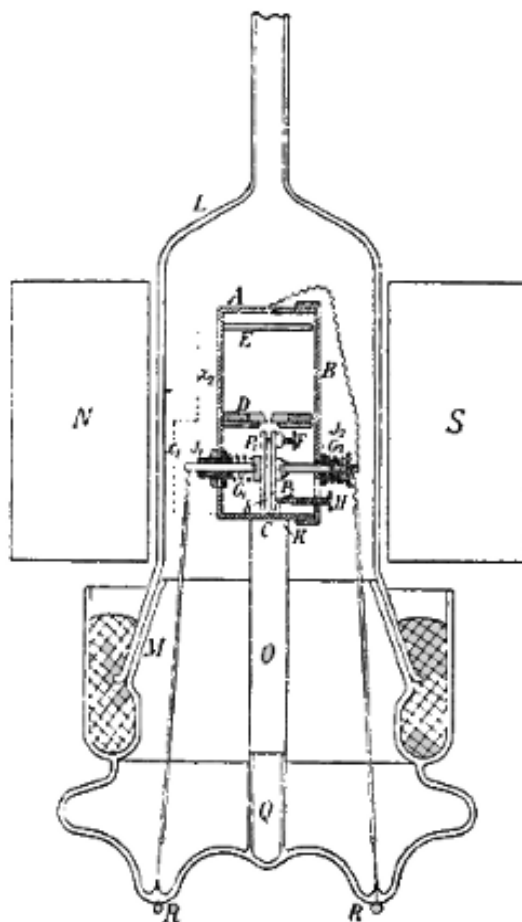
Questo risultato completa la serie di esperienze che hanno stabilito l'analogia dei raggi β con quelli catodici, e possiamo considerare definitivamente i raggi β come elettroni liberi in movimento. I raggi β sono tuttavia raggi del tipo catodico con una velocità particolarmente grande. Si sa, infatti, che i raggi catodici dei tubi di Crookes hanno velocità comprese tra 10^9 e $10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. La velocità dei raggi β del radio è superiore, e vedremo che per certi raggi si avvicina molto alla velocità della luce. Il potere di penetrazione dei raggi del tipo catodico cresce molto rapidamente con la velocità, ed è in tal modo che si spiega il grande potere di penetrazione dei raggi β , rispetto a quello molto piccolo dei raggi catodici. Ci si può chiedere attraverso quale processo un elettrone contenuto nella materia possa acquisire una velocità così grande, e sembra probabile che la velocità non venga acquisita al momento dell'espulsione, ma che l'elettrone facente parte degli atomi possieda un moto rotatorio o oscillatorio molto rapido, e che esso conservi la sua velocità quando si trova accidentalmente espulso dall'atomo.

M. Kaufmann ha effettuato esperienze precise allo scopo di misurare il rapporto $\frac{e}{m}$ per i raggi β del radio³⁴. Questo lavoro aveva lo scopo controllare le previsioni delle moderne teorie del moto di una particelle elettrizzata; secondo queste teorie la massa di una tale particella non è una costante, ma una funzione crescente della velocità. Si poteva sperare di verificare questa conclusione studiando i raggi β la cui velocità è molto grande. M. Kaufmann ha sottoposto un fascio molto stretto di raggi del radio all'azione simultanea di un campo elettrico e di un campo magnetico, essendo i due campi uniformi e avendo una stessa direzione, normale alla direzione iniziale del fascio. L'impressione prodotta su una lastra normale al fascio iniziale e posto oltre il limite del campo rispetto alla sorgente, assume la forma di una curva ogni punto della quale corrisponde a uno dei raggi del fascio originario eterogeneo. I raggi più penetranti e meno deviabili sono quelli la cui velocità è la maggiore.

Risulta da queste esperienze che, per i raggi del radio la cui velocità è notevolmente superiore a quella dei raggi catodici, il rapporto $\frac{e}{m}$ va diminuendo quando la velocità aumenta.

³⁴Kaufmann, Ann. d. Physik, 1906.

Fig. 101.

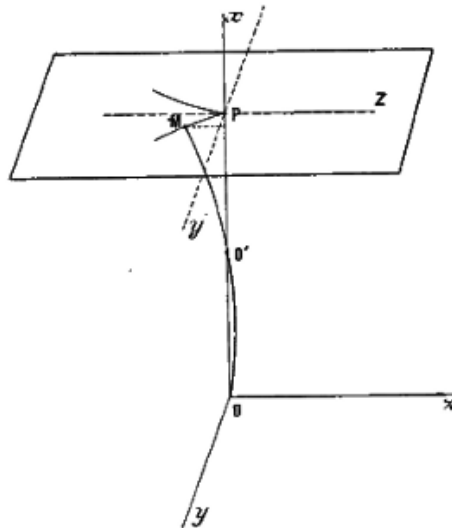


Ecco come era disposta l'esperienza. La sorgente radiante è un grano molto piccolo di sale di radio posto in *C* al fondo di un contenitore di ottone (fig. 101). I raggi emessi passano tra due piastre parallele, molto ravvicinate, formanti un condensatore (distanza delle piastre $1,2\text{mm}$) e poste verticalmente al di sopra della sorgente. All'uscita dal condensatore i raggi passano per un foro del diametro di $0,2\text{mm}$ praticato nel diaframma *D*, e proseguono il loro cammino fino alla lastra fotografica *E* racchiusa da un sottile foglio di alluminio.

Un campo elettrico costante è stabilito tra i piatti del condensatore. Il contenitore è posto tra i poli di una calamita che produce in tutta la regione occupata dal contenitore un campo uniforme e parallelo al campo elettrico. Si fa un buon vuoto nel contenitore per poter stabilire un campo elettrico intenso, e per evitare la diffusione dei raggi in aria. Il sale deve essere secco per evitare il più possibile di liberare emanazione. Le distanze tra la sorgente e il diaframma, da una parte, tra diaframma e lastra dall'altra parte, erano di soli 2cm circa, e la differenza di potenziale tra i piatti era da 2000 a 5000 volt.

In assenza di campo magnetico e di campo elettrico, la sorgente puntuale *O* e l'apertura *O'* determinano un fascio rettilineo stretto che lascia la propria traccia nel punto *P* della lastra (fig. 102).

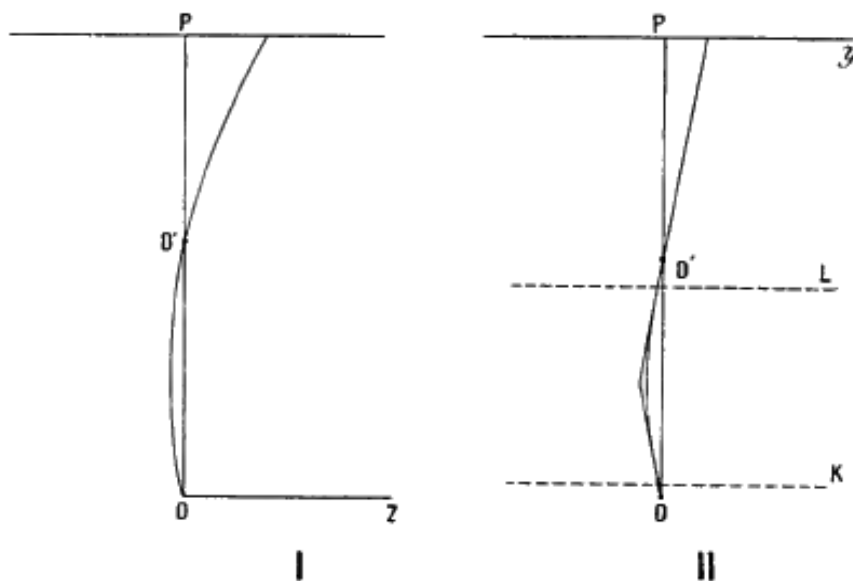
Fig. 102.



Quando si applicano i campi lungo Oy , ognuno dei raggi del fascio eterogeneo segue una diversa traiettoria. Per il solo campo magnetico, un raggio tende ad essere deviato lungo la direzione Oz nel piano Oxz ; per effetto del solo campo elettrico, un raggio sarà deviato lungo la direzione Oy nel piano Oxy . Per l'azione simultanea dei due campi, il raggio descrive una curva più complessa e colpisce la lastra nel punto M le cui coordinate z e y nel piano della lastra, rispetto all'origine P e ad assi paralleli a Oz e Oy , si chiamano *deviazione magnetica* e *deviazione elettrica* del raggio. L'insieme dei punti ottenuti per i diversi raggi forma una curva continua, e invertendo il campo elettrico si ottiene la curva simmetrica della precedente rispetto all'asse Oz .

È facile calcolare il valore di z e di y quando le deviazioni sono piccole; si può, infatti, ammettere, in questo caso, che esse sono indipendenti tra loro. Ammettiamo inoltre che ognuno dei campi sia uniforme. Grazie all'effetto del solo campo magnetico, la traiettoria del raggio sarà un arco di cerchio passante per i punti O e O' e avente un raggio R tale che $HR = \frac{mv}{e}$, essendo H il valore del campo (fig. 103, I).

Fig. 103.



Si ha, inoltre, indicando le distanze OP e OO' con d e l , la relazione geometrica approssimata

$$z = \frac{d(d-l)}{2R}$$

da cui

$$z = \frac{e}{mv} \frac{Hd}{2} (d-l)$$

Se il campo non è uniforme sull'intera lunghezza del percorso, si può fare un calcolo più complesso che porta alla relazione

$$z = \frac{e}{mv} M$$

essendo M una quantità che può essere calcolata, quando si conoscono le dimensioni dello strumento e il valore del campo magnetico in ogni punto della traiettoria.

La deviazione elettrica y , essendo molto piccola, può essere calcolata supponendo che la velocità rimanga normale al campo e che, di conseguenza, lo spostamento δ che subisce nella direzione del campo la particella, è dato per un tempo t dall'espressione

$$\delta = \frac{eh}{m} \frac{t^2}{2}$$

dove h è il valore del campo supposto uniforme, e $\frac{eh}{m}$ l'accelerazione del moto. Se si indica con l la lunghezza del campo, si ottiene

$$\delta = \frac{eh}{mv^2} \frac{l^2}{2}$$

Nella regione KL occupata dal campo (fig. 103, II), la traiettoria è un arco di parabola avente come asse la perpendicolare elevata dal punto medio di KL che coincide con il punto medio di OO' . Al di fuori di questa regione la traiettoria è costituita dalle due parti rettilinee delle tangenti alle due estremità di questo arco di parabola: la prima di queste tangenti passa per il punto O , la seconda passa per il punto O' e forma il tragitto finale del raggio fino alla lastra fotografica. La relazione geometrica

$$\frac{y}{d-l} = \frac{\delta}{l'}$$

conduce alla formula

$$y = \frac{eh}{mv^2} \frac{l}{2} (d-l)$$

Se si tiene conto del fatto che il campo elettrico non passa bruscamente dal valore 0 al valore h ai limiti del condensatore, si ottiene una formula del tipo

$$y = \frac{eh}{mv^2} N$$

essendo N una quantità che può essere calcolata quando si conosce la legge di variazione del campo lungo la distanza OO' .

I valori di z e di y ottenuti con questo procedimento possono ancora essere corretti per quanto riguarda le azioni che i due campi non sono indipendenti, ma simultanee, e che la deviazione magnetica non è molto piccola perché il calcolo approssimato, indicato sopra, sia applicabile con un'esattezza sufficiente. Indicando con z' e y' i valori corretti di z e y , si avranno le relazioni

$$z' = \frac{e}{mv} M \quad y' = \frac{e}{mv^2} N$$

da cui

$$\frac{z'^2}{y'} = \frac{e}{m} \frac{M^2}{N} \quad \frac{z'}{y'} = v \frac{M}{N} = \rho u \frac{M}{N}$$

dove u indica la velocità della luce e ρ il rapporto $\frac{v}{u}$ tra la velocità di un raggio β e quella della luce.

La curva ottenuta dall'esperienza è rappresentata nel figura 3, tavola IV.



Prova relativa alla misura del rapporto $\frac{e}{m}$ per i raggi β del radio (Kaufmann)

Questa curva corrisponde ad una certa relazione tra z' e y' , cioè tra $\frac{e}{m}$ e v . Se la velocità di tutti i raggi fosse la stessa, ogni ramo sarebbe una retta; questa condizione non è realizzata così come si sapeva in precedenza. Se il rapporto $\frac{e}{m}$ fosse lo stesso per tutti i raggi, ogni ramo della curva sarebbe un arco di parabola con il punto P come vertice e la linea Pz come tangente al vertice. Questa condizione non è più realizzata; il rapporto $\frac{y'}{z'}$, invece di tendere a 0 con z' , tende verso un valore diverso da 0. È così dimostrato che il rapporto $\frac{e}{m}$ tende a diminuire con la deviazione del raggio e tende a 0 contemporaneamente a quello.

Ecco i valori di $\frac{e}{m}$ e di ρ che si corrispondono secondo le misure di M. Kaufmann.

ρ	$\frac{e}{m} u.e.m.$
0,94	$0,63 \cdot 10^7$
0,91	$0,77 \cdot 10^7$
0,86	$0,975 \cdot 10^7$
0,83	$1,17 \cdot 10^7$
0,79	$1,31 \cdot 10^7$
0,72	$1,49 \cdot 10^7$
0,59	$1,68 \cdot 10^7$

Il valore ottenuto con i raggi catodici è

$$\frac{e}{m} = 1,87 \cdot 10^7 \quad \text{per } \rho = 0,2 \quad (\text{Simon})$$

e più recentemente;

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7 \quad \text{per } \rho = 0,06 \text{ circa} \quad (\text{Classen})$$

Si può sottolineare che, nelle misure fatte sui raggi catodici di grande velocità (fino a $\rho = 0,5$), si è osservata una diminuzione del rapporto $\frac{e}{m}$ ³⁵. Sulle lastre di M. Kaufmann si possono ancora osservare raggi β che corrispondono a $\rho = 0,48$. Non sembra quindi esistere discontinuità nella velocità tra i raggi catodici e i raggi β . La velocità per la quale $\rho = 0,5$ corrisponde, per i raggi catodici, ad una tensione di produzione molto elevata (vicina a 100000 volt). Le esperienze di M. Kaufmann ci insegnano che esistono raggi β la cui velocità è molto vicina a quella della luce ($\rho > 0,9$).

Se ammettiamo che ogni elettrone porta la stessa carica, che è quella elementare, possiamo concludere che la massa di un elettrone è una funzione crescente della sua velocità. Questo risultato era stato previsto dalla teoria del moto di una particelle elettrizzata. La forma della funzione dipende da certe ipotesi fatte sull'elettrone, ma in tutti i casi la massa è considerata come avente un'origine puramente elettromagnetica; in tutti i casi anche la massa ha un valore limite m_0 per piccole velocità e tende verso l'infinito quando la velocità tende a quella della luce. Ricordiamo le formule più importanti che danno il valore della massa trasversale, cioè relativa ad una accelerazione diretto normalmente al moto.

Si ha

$$m = m_0 \varphi(\rho)$$

³⁵Starke, Deutsch. Ges., 1903; Hupka, Deutsch. Phys. Ges., 1909.

Dalla formula di M. Abraham relativa ad un elettrone sferico rigido portante un carica superficiale uniforme e con un raggio a ,

$$\varphi(\rho) = \frac{3}{4} \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{1+\rho^2}{2\rho} \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} \right) \quad m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$$

Dalla formula di M. Lorentz relativa ad un elettrone deformabile che subisce una contrazione nel senso del moto,

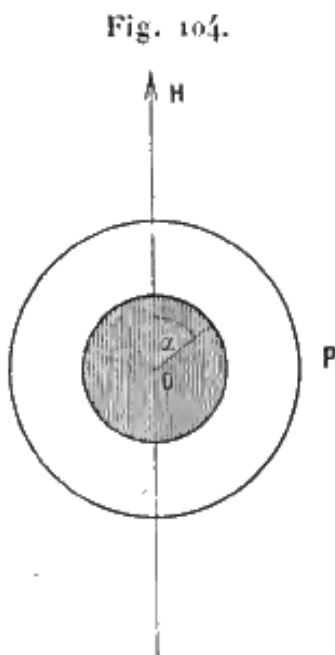
$$\varphi(\rho) = (1-\rho^2)^{-\frac{1}{2}} \quad e \quad m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$$

in entrambi i casi e è misurato in unità elettromagnetiche assolute e il valore di m_0 è lo stesso.

M. Kaufmann ha constatato in primo luogo un accordo generale molto buono delle sue esperienze con la formula di M. Abraham, ciò che consente di trarre la conclusione che la massa è di origine puramente elettromagnetica; l'importanza di questo modo di vedere dal punto di vista della meccanica è già stato segnalato. È stata inoltre valutata l'interpretazione delle sue esperienze dal punto di vista di una scelta tra le formule di M. Abraham e di M. Lorentz. Le curve che corrispondono alle due formule possono essere distinte solo nelle regioni che corrispondono alle velocità più piccole. M. Kaufmann considerava che solo la formula di M. Abraham è compatibile con le sue esperienze, mentre non lo era quella di Lorentz.

La soluzione di questo quesito è di grande importanza. Si sa, infatti, che la formula di M. Lorentz è anche quella alla quale si perviene quando si adotta la teoria detta di relatività.

In un lavoro più recente M. Bucherer³⁶ è giunto a risultati sperimentali, i quali, contrariamente a quelli di M. Kaufmann, sono favorevoli alla teoria di Lorentz. Un grano di sale di radio è posto in O al centro di un condensatore piano formato da due dischi del diametro di 8 cm , distanti solo $0,25\text{ mm}$ (fig. 104).



Il campo magnetico H è parallelo alle piastre del condensatore. Possono uscire dal condensatore solo i raggi che conservano una direzione parallela alle piastre; questi raggi sono quelli che sono stati emessi parallelamente alle piastre, e per i quali l'azione del campo magnetico compensa esattamente quella del campo elettrico; la condizione necessaria per la compensazione è data dall'uguaglianza

$$Hev \sin \alpha = eh$$

³⁶Bucherer, Phys. Zeit., 1908.

essendo H il valore del campo magnetico, h quello del campo elettrico, e la carica della particella, v la sua velocità, e α l'angolo tra la velocità iniziale e il campo magnetico.

I raggi usciti dal condensatore subiscono ancora al di fuori di questo una deviazione dovuta al solo campo magnetico, e vanno ad impressionare una pellicola fotografica P che forma la superficie laterale di un cilindro circolare retto, avente il suo centro nel centro O del condensatore, il suo asse normale alle piastre, e un diametro di 16 cm . I raggi di una certa velocità possono uscire dal condensatore solo lungo una determinata direzione, e l'immagine radiografica permette di calcolare i valori $\frac{e}{m}$ corrispondenti ai valori di v . Si calcolano poi i valori di $\frac{e}{m_0}$ che si deducono dai valori di $\frac{e}{m}$ mediante formule teoriche. Si constata che il rapporto $\frac{e}{m_0}$ dato dalla formula di M. Lorentz offre una costanza molto significativa quando ρ varia tra $0,32$ e $0,69$ circa; questo rapporto resta compreso tra $1,695$ e $1,706$. Quando si impiega la formula di M. Abraham, la concordanza è meno buona.

Il valore dedotto da queste esperienze per $\frac{e}{m_0}$ è $1,73 \cdot 10^7 \text{ u.e.m.}$ dopo la correzione relativa all'effetto dei bordi del condensatore. Questo valore non è molto lontano da quello di $1,773 \cdot 10^7$ ottenuto recentemente da M. Classen³⁷.

Una nuova conferma della formula di M. Lorentz viene dalle esperienze fatte sui raggi catodici di grande velocità, prodotti nel vuoto perfetto per mezzo di un catodo illuminato da una luce ultravioletta, e accelerati da un intenso campo elettrico³⁸.

Consideriamo un elettrone, a riposo o in moto lento, costituito da una sfera di raggio a dotata di una carica superficiale e uniformemente distribuita. Si avrà per questo elettrone

$$a = \frac{2}{3} \frac{e}{m_0} e$$

Si trova per a un valore dell'ordine di $1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ e si ha così una conferma dell'ipotesi che il diametro di un elettrone è estremamente piccolo rispetto a quello di un atomo.

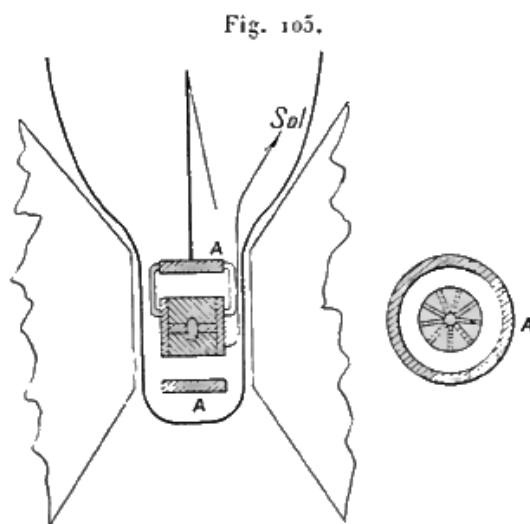
1.12. Distribuzione dei raggi β del radio tra diverse velocità

La composizione dell'irraggiamento β è stato studiato da M. Paschen³⁹ per mezzo del seguente dispositivo (fig. 105). Un sottile e stretto tubo di vetro contenente 15 mg di bromuro di radio era posto lungo l'asse di un sistema di alette di piombo rettangolari, disposte come le sezioni lungo l'asse di un cilindro circolare retto del diametro di 2 cm e lungo $2,2\text{ cm}$. I raggi che escono dal tubo passano tra le alette e sono assorbiti da un cilindro di piombo, esterno al sistema di alette e avente lo stesso asse; il diametro del cilindro A è uguale a $3,7\text{ cm}$ e lo spessore della sua parete è di $5,5\text{ mm}$; questo cilindro è molto ben isolato e munito di un elettroscopio, mentre le alette e il tubo con il radio sono messi a terra. L'intero strumento è posto in un recipiente di vetro, nel quale viene fatto un buon vuoto. Un campo magnetico uniforme, parallelo all'asse del tubo, può essere stabilito in tutta la regione occupata dal cilindro esterno.

³⁷Classen, Phys. Zeit., 1908.

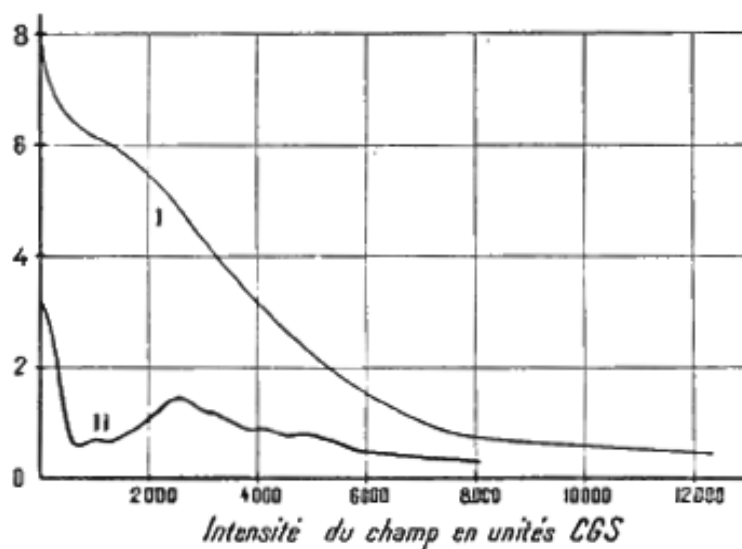
³⁸Hupka, Deutsch. Phys. Ges., 1909.

³⁹Paschen, Ann. d. Phys., 1904.



In assenza del campo magnetico il cilindro A riceve per unità di tempo una carica che si può misurare osservando il moto dell'elettroscopio quando questo è caricato alternativamente a un potenziale positivo o negativo; questo metodo di misura permette di eliminare l'effetto dell'emissione residua del gas. Quando il campo magnetico è stabilito, i raggi β si incurvano e alcuni tra loro sono assorbiti dalle alette. Si può costruire la curva (fig. 106, I) che rappresenta la carica q dei raggi β ricevuti dal cilindro in funzione del campo H ; si può costruire in tal modo la curva (fig. 106, II) che rappresenta il valore di $\frac{dq}{dH}$, cioè la proporzione di raggi soppressi da un aumento del campo dato; la velocità di questi raggi può essere calcolata quando si conoscono le dimensioni dello strumento e l'intensità del campo. Si ha così la frazione di raggi di velocità data.

Fig. 106.



Bisogna tuttavia sottolineare che i raggi più assorbibili erano bloccati dal vetro del tubo con radio il cui spessore era uguale a $0,5\text{ mm}$. Secondo M. Paschen i raggi β osservati da M. Kaufmann e le cui velocità sono comprese tra $2,12 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ si trovano completamente deviati a causa dei campi compresi tra 1875 e 4931 unità.

L'effetto del campo rimane apprezzabile ancora per $H = 7000$ unità, e il radio deve emettere raggi β ancora più veloci di quelli segnalati da M. Kaufmann. Il gruppo di raggi deviati per $H < 1000$ corrisponde a quelli la cui velocità è confrontabile a quella dei raggi catodici. Questi raggi, se fossero emessi dal radio, potrebbero produrre una ionizzazione relativamente intensa nelle immediate vicinanze della sostanza attiva, poiché si sa che il potere ionizzante dei raggi

catodici è considerevole, e che il potere ionizzante degli elettroni più veloci dei raggi catodici decresce al crescere della velocità. Tuttavia i raggi lenti osservati da M. Paschen non possono provenire direttamente dal radio, poiché non avrebbero potuto attraversare uno spessore di $0,5\text{ mm}$ di vetro; possono essere solo raggi secondari emessi sulla parte di uscita del vetro o sulle alette per effetto dei raggi β e γ del radio, o ancora dei raggi β del radio che avrebbero subito una grande riduzione nella velocità attraversando il vetro.

La carica che è ancora ricevuta dal cilindro per i valori più alti del campo, è stata attribuita da M. Paschen ai raggi γ . Questa carica è molto piccola, e la sua origine non può essere facilmente stabilita. Tuttavia sembra più probabile che sia dovuta a raggi secondari prodotti dai raggi γ e non ai raggi γ stessi.

L'irraggiamento β del radio si presenta come avente una composizione complessa, e non è escluso che questo irraggiamento non possa essere scomposto secondo certi gruppi di raggi emessi preferibilmente con velocità determinate.

1.13. Azione del campo magnetico sui raggi di altre sostanze radioattive

L'azione del campo magnetico sui raggi β non è ancora stata studiata per alcune sostanze con la stessa completezza del radio. I dispositivi sperimentali impiegati sono gli stessi di quelli descritti per i raggi β del radio.

La presenza di raggi facilmente deviati dal campo nell'irraggiamento dell'attinio è stata osservata da M. Debiegne che ha trovato che l'irraggiamento è particolarmente omogeneo⁴⁰. Nei tentativi che evidenziano la deviazione di un fascio di raggi concentrati in un campo magnetico, non si osserva una notevole dispersione del fascio.

H. Becquerel ha eseguito esperienze con l'uranio con il metodo radioografico, e dopo un tempo di posa molto lungo (40 giorni) ha potuto ottenere la traccia del fascio deviato⁴¹. Una prova di questo tipo è stata rappresentata nella figura 4, tavola IV.



Deviazione magnetica dei raggi dell'uranio

Il fascio deviato è visibile solo sulla lastra, in quanto il fascio dei raggi poco sensibili all'azione del campo non sono mai in grado di impressionare la lastra nel caso dell'uranio. Il fascio deviato sembra omogeneo e non presenta dispersioni evidenti. La regione del massimo fotografico è molto netta e permette una misura della deviabilità dei raggi. Becquerel trovò per il prodotto RH il valore 1800, dal quale risulta che i raggi β dell'uranio hanno una velocità confrontabile a quella dei raggi penetranti del radio per i quali $v = 1,6 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$.

Becquerel ha ottenuto ancora su un negativo i fasci dei raggi α e β del torio separati dall'azione del campo magnetico. L'immagine è molto debole e non può essere studiata in dettaglio. L'azione del campo magnetico sull'irraggiamento del torio era stata in precedenza osservata da MM. Rutherford e Grier con il metodo elettrico.

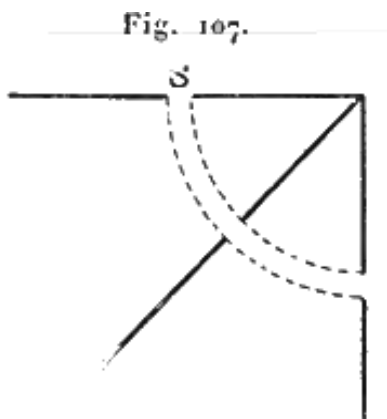
Una determinazione della deviazione magnetica dei raggi β dell'uranio è stata fatta da M. Schmidt con un metodo elettrico⁴². La sorgente radiante era costituita dall'uranio X; i raggi erano obbligati a passare attraverso un diaframma formato da tre placche di ottone percorse da fenditure (fig. 107) uguali tra loro. Le placche erano assemblate in modo tale che le fenditure si trovavano parallele, e che i loro centri erano su una circonferenza di raggio $2,2\text{ cm}$ posto in un piano normale alla loro direzione e orientato verticalmente. Sulla placca superiore orizzontale la sostanza attiva era posta in S di fronte alla fenditura; il campo magnetico era parallelo alla

⁴⁰Debiegne, Comptes rendus, 1900.

⁴¹Becquerel, Comptes rendus, 1902.

⁴²H.-W. Schmidt, Phys. Zeit., 1909.

direzione delle fenditure. Per una opportuna intensità del campo, i raggi emessi dalla sorgente verticalmente verso il basso descrivevano una traiettoria circolare di raggio $2,2\text{ cm}$, passavano per le due fenditure inferiori e uscivano dalla placca verticale.



L'intensità dell'irraggiamento emergente era misurato per mezzo di un elettroscopio che raccoglieva i raggi in uscita. Si cercava il valore che doveva avere il campo magnetico affinché l'effetto sull'elettroscopio fosse massimo. L'esperienza era delicata poiché l'intensità dell'irraggiamento era bassa. Il valore di H che corrisponde al massimo è stato trovato essere uguale a 1870. Servendosi della relazione di Lorentz

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} (1 - \rho^2)^{-\frac{1}{2}}$$

e del valore $\frac{e}{m_0} = 1,73 \cdot 10^7 \text{ u.e.m.}$, per i raggi β dell'uranio

$$v = 2,76 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

$$\frac{e}{m} = 0,67 \cdot 10^7 \text{ u.e.m.}$$

Il valore di v così ottenuto è notevolmente superiore a quello indicato da Becquerel.

Lo stesso metodo è stato applicato da M. Schmidt allo studio della deviazione magnetica dei raggi β del radiopiombo⁴³. I risultati ottenuti sono stati i seguenti:

$$v = 2,31 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

$$\frac{e}{m} = 1,08 \cdot 10^7 \text{ u.e.m.}$$

MM. Hahn e Bayer⁴⁴ hanno esaminato l'azione del campo magnetico sui raggi β emessi dalle sostanze derivate dal torio. Il dispositivo sperimentale era analogo a quello utilizzato in precedenza per lo studio dei raggi α e che è rappresentato nella figura 117. Si dava alla sorgente attiva una forma lineare; al di sopra della sorgente e a 2 cm da essa si trovava uno schermo percorso da una stretta fenditura parallela alla sorgente; a $2,5\text{ cm}$ dalla fenditura si poneva una lastra fotografica normale al piano passante per la sorgente e la fenditura. L'esperienza si svolgeva nel vuoto. Un campo magnetico di direzione parallela alla sorgente si stabiliva in tutta la regione attraversata dai raggi. In assenza del campo l'immagine ottenuta è una banda stretta. In presenza di un campo magnetico debole (circa 100 gauss), si può ottenere una banda non deviata dovuta all'azione dei raggi α e di bande meno nette ma perfettamente separate che formano uno spettro magnetico discontinuo, attribuibile ai raggi β . Si constata così l'emissione di tre gruppi di raggi β appartenenti rispettivamente al torio X e ai due costituenti del deposito attivo, torio A e torio D. L'irraggiamento del mesotorio determina uno spettro complesso,

⁴³H.-W- Schmidt, Phys. Zeit., 1907.

⁴⁴Hahn e Bayer, Phys. Zeit., 1910.

formato da parecchi gruppi. Questi risultati sono in accordo con le conclusioni dedotte in precedenza dallo studio dell'assorbimento dell'irraggiamento.

Si devono a Becquerel esperienze fatte con il metodo radiografico allo scopo di assicurare se la traiettoria di un fascio di raggi β in un campo magnetico può dipendere dalla pressione del gas nel quale il fascio si propaga. Le esperienze non hanno mostrato differenze tra i negativi ottenuti nell'aria a pressione atmosferica e quelli nel miglior vuoto possibile. I raggi utilizzati avevano una grande velocità. È tuttavia utile operare nel vuoto per evitare la dispersione dei raggi.

1.14. Passaggio dei raggi β attraverso la materia

I raggi β possono attraversare tutti i tipi di materiali subendo un assorbimento che dipende dallo spessore e del tipo di schermo assorbente.

La particella β , considerata come un elettrone in movimento, solleva la domanda di come questa particella si comporta attraversando la materia composta di atomi, i quali sono considerati come un raggruppamento di particelle cariche alcune delle quali sono elettroni. Si può immaginare che una particella β possa penetrare in un atomo fino ad esserne fermata, e ciò costituirebbe un effettivo assorbimento; oppure sarà deviata dalla sua traiettoria iniziale per effetto delle forze elettromagnetiche esercitate su di essa da un atomo che attraversa o vicino al quale passa; essa potrà anche attraversare l'atomo senza assorbimento e senza una deviazione apprezzabile; attraversando un atomo o passando nelle sue immediate vicinanze, potrà determinare nell'atomo una perturbazione che staccherà un elettrone dall'atomo; in tal caso si avrà la formazione di ioni, e se un elettrone è emesso con grande velocità, costituirà un raggio β secondario. Si vede che il passaggio di raggi β attraverso la materia si presenta come un fenomeno la cui natura è *a priori* molto complessa. L'esperienza ha mostrato che questo fenomeno non è effettivamente semplice, e che tutti gli effetti previsti in precedenza hanno una probabilità di accadimento.

Consideriamo un fascio concentrato di raggi β formati originariamente da raggi paralleli; quando questo fascio attraversa uno schermo, alcuni dei raggi che lo compongono possono essere più o meno deviati dalla loro traiettoria; in questo caso si dice che vi è una *dispersione o diffusione del fascio*. Più questa dispersione è importante, più la traiettoria dei raggi deviati all'interno della materia può risultarne allungata, e nello stesso tempo aumenta la probabilità che una particella deviata rimanga assorbita nello schermo. La dispersione tende quindi a favorire l'assorbimento.

Una questione che si presenta ancora è quella di un possibile cambiamento della velocità dei raggi durante il passaggio nella materia. I raggi possono subire una perdita di energia. Se, per esempio, i raggi attraversano un gas, la loro energia è in parte utilizzata per produrre la ionizzazione delle molecole incontrate; oppure una perdita di energia può essere prodotta da fenomeni analoghi, risultanti dall'incontro dei raggi β con le molecole di un corpo solido o liquido. La perdita di energia potrà tradursi sia nell'arresto completo, sia solo in una diminuzione della velocità dei raggi.

I raggi β sono analoghi ai raggi catodici, ma in virtù della loro velocità maggiore sono molto più penetranti. I raggi catodici dei tubi di Crookes possono attraversare solo schermi molto sottili (di alluminio fino a $0,01\text{ mm}$ di spessore). Un fascio di raggi che incide normalmente sullo schermo è diffuso in tutte le direzioni, ma la diffusione è tanto meno significativa quanto più lo schermo è sottile, e per schermi molto sottili esiste un fascio uscente che è il prolungamento di quello incidente⁴⁵. I raggi catodici subiscono un cambiamento di velocità a causa del passaggio attraverso gli schermi; quando un fascio concentrato di raggi omogenei è sottoposto all'azione di un campo magnetico dopo aver attraversato uno schermo di alluminio, si constata nel fascio la

⁴⁵Des Coudre, Phys. Zeit., 1902.

presenza di un insieme di raggi diversamente deviati, le cui velocità hanno come limite superiore la velocità del fascio iniziale omogeneo⁴⁶.

I raggi β aventi una velocità maggiore di quella dei raggi catodici, attraversano più facilmente la materia. Nelle esperienze di P. Curie essi erano osservati nell'aria a pressione atmosferica ad una distanza di $1,57m$ dalla sorgente, mentre i raggi catodici sono assorbiti da qualche millimetro di aria. L'irraggiamento del radio trasmesso da una lamina sottile di piombo contiene ancora una forte percentuale di raggi β ⁴⁷.

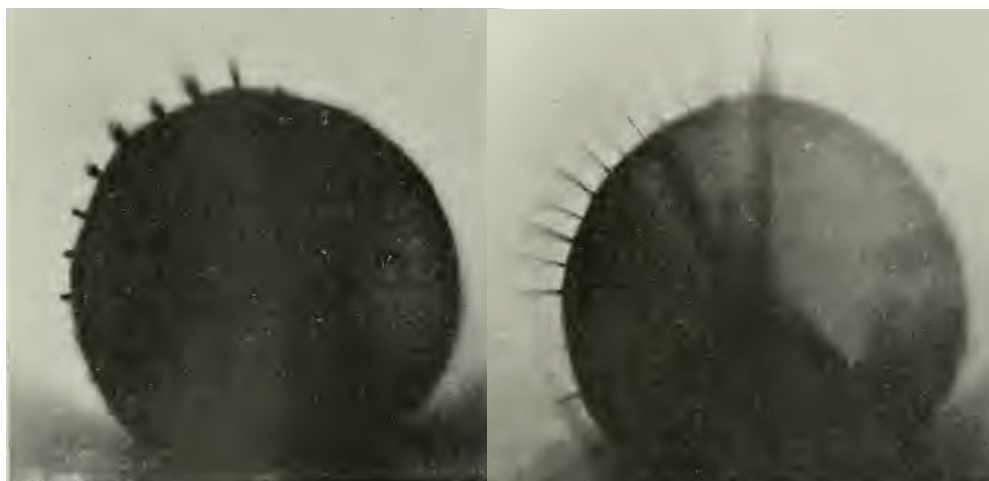
Il modo di propagazione di un fascio di raggi β del radio attraverso la materia è stato evidenziato da H. Becquerel in esperienze molto interessanti eseguite con il metodo radiografico⁴⁸. Il dispositivo sperimentale consentiva di isolare raggi β semplici. Schermi di natura e spessore variabili possono essere posti sulla serie di aperture che lasciano passare i raggi semplici di diverse velocità. Si constata che il fascio trasmesso è tanto più puro e conserva tanto meglio la sua traiettoria, quanto la velocità del raggio è maggiore e lo spessore dello schermo minore. Un fascio originariamente concentrato che è stato fortemente diffuso da uno schermo, presenta all'uscita l'aspetto di un ciuffo diffuso che non si prolunga molto oltre lo schermo. Per un fascio che non è stato molto deviato, si constata, al contrario, molto chiaramente la conservazione della curvatura della traiettoria.

Dalle esperienze di H. Becquerel i raggi β molto fortemente deviabili del radio (quelli la cui velocità è relativamente bassa) sono fortemente diffusi da uno schermo di alluminio di $0,1mm$ di spessore; ma i raggi penetranti e poco deviabili (raggi di grande velocità: $RH = 7560$) attraversano questo stesso schermo senza sensibile diffusione, e senza che il fascio ne risulti deformato, e indipendentemente dall'inclinazione dello schermo rispetto al fascio. Più lo schermo è spesso e più la sua materia è assorbente, più il fascio iniziale deviabile è alterato, poiché, al crescere dello spessore, la diffusione inizia a farsi sentire sui nuovi gruppi di raggi sempre più penetranti. In alcune esperienze di H. Becquerel, i raggi che escono dalle aperture del cilindro esterno, penetrano in uno strato di paraffina che ricoprono questo cilindro e si estendono al contatto con la lastra fotografica; la traiettoria dei raggi di trova allora fotografata nella paraffina. Quando lo strato di paraffina aveva spessore $2mm$, i raggi più veloci attraversavano questo strato con un indebolimento considerevole, ma conservando la curvatura della loro traiettoria, mentre i raggi meno veloci erano assorbiti. Quando lo strato di paraffina aveva uno spessore di $8mm$, i raggi veloci non la attraversavano più e si fermavano ad una profondità di circa $2mm$; i raggi meno veloci penetravano tanto più lontano quanto la loro velocità era maggiore e si fermavano bruscamente; il punto di arresto è indicato da un massimo di impressione fotografica. I negativi che rappresentano queste esperienze sono riprodotti nelle tavole IV e V. La figura 1, tavola V è relativa all'assorbimento in alluminio (spessore $0,1mm$) e la figura 5, tavola IV, all'assorbimento nella paraffina di $2mm$ di spessore.

⁴⁶Leithauser, Acad. Berlin., 1902.

⁴⁷M. Curie, Tesi di dottorato, Parigi, 1903.

⁴⁸Becquerel, Comptes rendus, 1901.



Passaggio dei raggi β semplici
attraverso uno strato di paraffina
(spessore 2 mm)

Passaggio dei raggi β attraverso
uno schermo di alluminio (spessore
 $0,1\text{ mm}$)

L'aria produce sui raggi β del radio una diffusione che è molto evidente per i raggi fortemente deviabili, ma che tuttavia è meno importante di quella dovuta a uguali spessori di materiali solidi. Questo perché i raggi β del radio si propagano nell'aria a grandi distanze.

Esperienze quantitative sulla diffusione dei raggi β saranno descritte nel seguito di questo Capitolo.

1.15. Misure del potere di penetrazione dei raggi β . Legge esponenziale

L'assorbimento dei raggi β da parte della materia può essere valutato in due modi diversi. Il primo metodo consiste nel misurare la ionizzazione prodotta in un condensatore quando la materia attiva è ricoperta da schermi di tipo e spessore variabili. La ionizzazione ottenuta dipende non solo dal numero di particelle β che entrano nella camera di ionizzazione, ma anche dal numero di ioni che una particella può produrre per unità di lunghezza della sua traiettoria, e dalla lunghezza stessa della traiettoria. Il potere ionizzante di una particella β è una funzione molto poco nota della sua velocità e diminuisce quando questa aumenta. L'interpretazione delle esperienze di questo tipo non si può quindi presentare in modo semplice. Di contro il metodo è molto sensibile e si può applicare allo studio dell'irraggiamento molto debole.

Il secondo metodo consiste nel misurare la carica dei raggi β e permette, di conseguenza, di determinare il numero di queste particelle; esso ci fornisce conclusioni molto semplici, ma è applicabile solo alle sorgenti radioattive relativamente intense.

Quando si studia l'assorbimento da parte della materia di una radiazione omogenea come la luce, si suppone generalmente che un fascio di raggi paralleli incida normalmente su una lamina a facce parallele. La diminuzione dell'intensità del fascio con un fascio attraversato di spessore dx è considerata come proporzionale a dx , all'intensità, e a un coefficiente μ che caratterizza la materia ed è detto *coefficiente di assorbimento*. Si ha, di conseguenza,

$$\begin{aligned} d\mathcal{I} &= -\mu \mathcal{I} dx \\ \mathcal{I} &= \mathcal{I}_0 e^{-\mu x} \end{aligned}$$

essendo \mathcal{I}_0 l'intensità iniziale.

Secondo questa legge esponenziale diminuisce in progressione geometrica, quando lo spessore attraversato cresce in progressione aritmetica. In particolare l'intensità diminuisce della metà per uno spessore L tale che

$$L = \frac{\log 2}{\mu \log e}$$

dove e è la base dei logaritmi naturali e \log il logaritmo decimale.

Se un irraggiamento è composto da un certo numero di radiazioni omogenee dello stesso tipo che sono tutte assorbite secondo una analoga legge, si avrà per l'intensità \mathcal{I} di questo irraggiamento

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 e^{-\mu_1 x} + \mathcal{I}_2 e^{-\mu_2 x} + \dots$$

essendo $\mathcal{I}_1, \mathcal{I}_2, \dots$ le intensità iniziali dei diversi gruppi di raggi, μ_1, μ_2, \dots i coefficienti di assorbimento dei raggi dei diversi gruppi.

Così per una radiazione omogenea si ottiene una legge esponenziale semplice; per un insieme di radiazioni si ottiene una legge più complessa che tende verso un esponenziale semplice, quella che corrisponde al valore minimo di μ , quando cresce lo spessore della materia attraversata.

Si può immaginare che un fascio di raggi paralleli di natura corpuscolare si trovi assorbito da uno schermo perpendicolare alla sua direzione secondo una legge esponenziale semplice, caratterizzata dal coefficiente μ , conservando ogni corpuscolo una direzione di moto invariabile e che subisce un arresto totale dopo un percorso che può variare da un corpuscolo all'altro. Si potrà definire, in questo caso, un *percorso medio* dei corpuscoli studiati; un irraggiamento simile a quello utilizzato per stabilire la relazione tra la costante radioattiva e la vita media mostra che questo percorso medio è uguale a $\frac{1}{\mu}$.

Per quanto riguarda lo studio del potere di penetrazione dei raggi β , non bisogna dimenticare che non si avrà in generale un fascio di raggi normali allo schermo. Anche se un tale fascio venisse realizzato, per mezzo di opportuni diaframmi, non conserverebbe la sua forma iniziale, e subirebbe una diffusione attraversando gli schermi assorbenti. I raggi che penetrano nello strumento di misura sono quelli non arrestati nella materia e neppure completamente deviati dalla loro traiettoria. In queste condizioni l'applicazione del calcolo precedente non risulta da alcuna semplice interpretazione dei fenomeni.

Quando si vuole misurare l'intensità dei raggi β , si deve avere cura di escludere l'effetto dei raggi α che possono pure essere emessi dalla sorgente. In questo caso si ricopre la sorgente con uno schermo di alluminio di spessore opportuno (circa $0,05\text{ mm}$), ma si sopprimono così nello stesso tempo anche i raggi β molto assorbibili. Una piccola frazione di raggi γ accompagna in genere i raggi β ; il loro effetto è relativamente piccolo, e si può tenerne conto.

Ecco esempi di diversi dispositivi di misura impiegati per lo studio dell'assorbimento per mezzo della ionizzazione prodotta nel gas attraversato dall'irraggiamento. La camera di ionizzazione può essere un condensatore a piastre orizzontali; la piastra inferiore porta la materia attiva sulla quale si pongono gli schermi. Si può anche impiegare un condensatore a piastre verticali sotto il quale si pone la sostanza. La piastra che porta la materia può anche essere fissata su un elettroscopio e circondata da un contenitore che fa da camera di ionizzazione. Infine la sostanza può agire dall'esterno sulla gabbia di un elettroscopio o su una camera di ionizzazione, il cui fondo è costituito da un sottile foglio di alluminio.

Quando si misura la carica dei raggi β , li si fa penetrare attraverso uno schermo assorbente in un contenitore privo d'aria, dove vengono assorbiti da un elettrodo metallico collegato ad un elettrometro.

In tutti i casi si deve considerare la causa d'errore che consiste in una possibile produzione di raggi secondari.

1.16. Legge di assorbimento dei raggi β

Sebbene l'applicazione di una legge esponenziale all'assorbimento di un irraggiamento β da parte della materia non sembra poter essere interpretata in modo semplice, una tale legge ha potuto essere messa in evidenza, con una grande approssimazione, per l'assorbimento dei raggi β che si comportano come omogenei in un campo magnetico. Le prime esperienze sono state fatte da M. Rutherford sull'irraggiamento dell'uranio⁴⁹.

Queste esperienze hanno mostrato che l'irraggiamento dell'uranio si compone di due gruppi di raggi; quando il primo gruppo molto assorbibile è stato eliminato con uno schermo di spessore

⁴⁹Rutherford, Radiactivity.

opportuno, l'irraggiamento assai più penetrante che rimane decresce in funzione dello spessore del materiale attraversato secondo una semplice legge esponenziale. Se si porta in ascisse lo spessore dello schermo, e in ordinate il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento, si ottiene una linea retta la cui inclinazione permette di calcolare il coefficiente di assorbimento μ . Si trova $\mu = 14 \text{ cm}^{-1}$ per l'alluminio e $\mu = 122 \text{ cm}^{-1}$ per il piombo. Il potere assorbente di un elemento sembra dipendere soprattutto dalla sua densità e decresce con essa.

Questi risultati sono stati confermati da diversi sperimentatori. Le leggi di assorbimento per diverse sostanze sono semplici leggi esponenziali; tuttavia, per i metalli pesanti, si evidenzia all'inizio una diminuzione di intensità più rapida rispetto a quella prevedibile dalla legge esponenziale stabilita⁵⁰. Questa iniziale caduta si può spiegare con la produzione di raggi secondari sulla superficie dello schermo colpita dai raggi primari; questi raggi sarebbero più assorbibili di quelli primari e potrebbero attraversare solo gli schermi sottili. Lo stesso effetto sarebbe ottenuto dalla riflessione diffusa dei raggi β sulla superficie d'ingresso dello schermo; la perdita di irraggiamento trasmesso che ne deriva è relativamente più importante quando lo spessore dello schermo è piccolo.

Infine si sa oggi che oltre al gruppo dei raggi β penetranti, l'uranio emette anche un irraggiamento molto assorbibile distinto dall'irraggiamento assorbibile principale osservato in primo luogo^{51, 52}. Questo irraggiamento può essere studiato in modo indipendente dall'irraggiamento principale, poiché appartiene non all'uranio stesso, ma all'uranio X dal quale può essere separato. La natura di questo irraggiamento è stata discussa; era stata inizialmente considerata come un irraggiamento α . Ma lo studio del suo assorbimento e dell'effetto che subisce in un campo magnetico ha dimostrato che si tratta di raggi β ^{53, 54}.

La legge di assorbimento dell'irraggiamento β totale è stata studiata da M. Schmidt per l'alluminio. La curva che rappresenta il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento in funzione del tempo indica dapprima un rapido abbassamento, seguito da una legge di decrescenza più lenta e lineare. Quando lo spessore di alluminio attraversato supera lo spessore di $0,1 \text{ mm}$, rimane solo l'irraggiamento penetrante, caratterizzato da una legge di assorbimento esponenziale; da questa legge si possono dedurre i valori di questo irraggiamento per spessori di alluminio inferiori a $0,1 \text{ mm}$. Se si sopprime l'intensità dell'irraggiamento penetrante, così estrapolata, dall'intensità totale, la differenza rappresenta un irraggiamento che è assorbito secondo una legge esponenziale semplice con un coefficiente $\mu = 510$. L'irraggiamento β dell'uranio sembra quindi composto di due gruppi omogenei, e la ionizzazione prodotta dopo il passaggio attraverso uno spessore x di materia è rappresentata dalla somma di due esponenziali. La ionizzazione relativa, dovuta ad ogni specie di raggi, dipende dal modo in cui questi raggi sono utilizzati nella camera a ionizzazione. Si aveva con il dispositivo utilizzato:

$$\mathcal{I} = , (, - + -)$$

Dalle esperienze di M. Debiere, i raggi β emessi dall'attinio si comportano in un campo magnetico come raggi omogenei. Il passaggio di questi raggi attraverso la materia è stato l'oggetto dello studio di M. Godlewski⁵⁵, che ha trovato che la legge di assorbimento è in tutti i casi una legge esponenziale semplice che si mantiene quando l'irraggiamento varia nel rapporto 100 a 1. I raggi dell'attinio sono più assorbibili di quelli dell'uranio; il loro coefficiente di assorbimento per l'alluminio è uguale a 33.

M. Hahn e M. L. Meitner hanno mostrato l'esistenza di due altri gruppi di raggi β molto assorbibili nell'irraggiamento dell'attinio⁵⁶.

⁵⁰Crowther, Phil. Mag., 1906.

⁵¹Schlundt e Moore, Phil. Mag., 1906.

⁵²Hess. Wien. Ber., 1907.

⁵³Levin. Phys. Zeit., 1907.

⁵⁴Schmidt, Phys. Zeit., 1909.

⁵⁵Godlewski, Phil. Mag., 1905.

⁵⁶Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1908.

Lo studio dei raggi β del radiopiombo è stato compiuto da M. Schmidt che ha trovato che questi raggi si presentano in forma particolarmente omogenea⁵⁷. La legge di assorbimento ottenuta non era strettamente esponenziale; il coefficiente di assorbimento per l'alluminio, uguale a 40, aumentava con lo spessore della materia attraversata; tuttavia dopo un forte assorbimento si osserva un residuo di raggi molto poco penetranti. La forma della curva rappresentativa della legge di assorbimento varia un poco con la natura della materia assorbente, e anche con il dispositivo sperimentale impiegato, per esempio con la distanza tra schermi e sorgente.

Questa stessa osservazione è stata fatta da M. Hahn e M. L. Meitner⁵⁸, che hanno proposto che una sostanza radioattiva semplice emette solo una specie di raggi β caratterizzata da una semplice legge di assorbimento di tipo esponenziale. Gli scostamenti di questa legge dipendono secondo questi autori dalla dispersione del fascio, e sono tanto maggiori quanto i raggi sono più lenti. Le curve di assorbimento per le quali il coefficiente di assorbimento aumenta con lo spessore della materia attraversata, possono essere ricondotte alla forma esponenziale pura con una opportuna scelta delle condizioni sperimentali, per esempio eliminando i raggi obliqui, modificando la distanza tra la sorgente e la camera, ecc. Modificando in modo opportuno il dispositivo sperimentale, si ottiene per i raggi β del radiopiombo una legge di assorbimento esponenziale. Le curve che manifestano una diminuzione del coefficiente di assorbimento, quando aumenta lo spessore della materia, devono essere considerate, al contrario, secondo gli stessi autori, come corrispondenti realmente a raggi eterogenei, come era stato ammesso in precedenza; e, in questo caso, bisogna cercare di separare l'irraggiamento in gruppi omogenei, dove ogni gruppo corrisponde ad una sostanza radioattiva distinta.

I raggi β del torio sono molto deboli e si comportano come un irraggiamento eterogeneo. Questi raggi possono essere considerati come formanti qualche gruppo distinto, ognuno dei quali può essere attribuito a una delle sostanze radioattive della serie dei prodotti di disintegrazione del torio. Due di questi gruppi si mostrano omogenei; essi appartengono a due distinti costituenti del deposito attivo del torio: torio *A* e torio *D* (vedere Cap. XIV). Il terzo gruppo appartiene al mesotorio 2 e sembra complesso.

Esattamente allo stesso modo, i tre gruppi di raggi β dell'attinio sono attribuibili a tre diversi prodotti di disintegrazione; due gruppi appartengono a due costituenti del deposito attivo: attinio *A* e attinio *C*; il terzo gruppo appartiene al radio attinio. Il gruppo principale è quello attribuito all'attinio *C*.

L'assorbimento dei raggi del radio è quello che si presenta con l'aspetto più complesso. Lo studio dei raggi del radio dal punto di vista del loro di penetrazione ha portato a considerare l'irraggiamento come eterogeneo. Le esperienze di diversi fisici, in particolare MM. Meyer e von Schweidler⁵⁹, mostrano chiaramente che, se si considera l'insieme dell'irraggiamento del radio, il suo potere di penetrazione aumenta con lo spessore del materiale attraversato, come avviene per i raggi Röntgen. In queste esperienze, i raggi α intervengono appena, poiché sono in pratica soppressi da schermi assorbenti molto sottili. Quelli che attraversano sono, da un lato, i raggi β più o meno diffusi, dall'altro, i raggi γ , che sembrano analoghi ai raggi Röntgen.

Ecco i risultati di alcune esperienze a tale proposito⁶⁰.

Il radio è racchiuso in un'ampolla di vetro. I raggi che fuoriescono dall'ampolla attraversano 30 *cm* di aria e sono raccolti da una serie di piastre di vetro spesse ognuna 1,3 *mm*; la prima trasmette il 49% dell'irraggiamento ricevuto, la seconda trasmette l'82% dell'irraggiamento da essa ricevuto, la terza trasmette l'85% dell'irraggiamento ricevuto.

In un'altra serie di esperienze, il radio era racchiuso in un'ampolla di vetro posta a 10 *cm* dal condensatore che riceveva i raggi. Si poneva sull'ampolla una serie di schermi di piombo identici ognuno dei quali spesso 0,115 *mm*. Il rapporto tra l'irraggiamento trasmesso e quello

⁵⁷H.-W. Schmidt, Phys. Zeit., 1907.

⁵⁸Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1908.

⁵⁹Meyer e von Schweidler, Phys. Zeit., t. I.

⁶⁰M. Curie, Tesi di dottorato.

ricevuto è dato per ciascuna delle lamine successive dalla serie seguente di numeri:

0,40 0,60 0,72 0,79 0,89 0,92 0,94 0,94 0,97

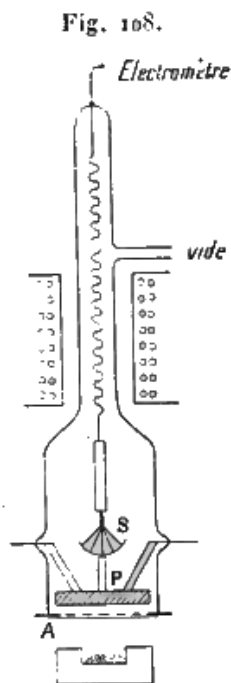
Per una serie di 3 schermi di piombo ognuno dello spessore di $1,5\text{mm}$, il rapporto tra irraggiamento trasmesso e ricevuto era dato per le lamine successive dai valori seguenti

0,09 0,78 0,84

Da queste esperienze risulta che, quando lo spessore del piombo attraversato cresce da $0,1\text{mm}$ a $4,5\text{mm}$, il potere di penetrazione dell'irraggiamento tende ad aumentare. Nelle condizioni sperimentali indicate, uno schermo di piombo spesso $1,8\text{cm}$ trasmette il 2% dell'irraggiamento che riceve; uno schermo di piombo spesso $5,3\text{cm}$ trasmette ancora lo 0,4% dell'irraggiamento ricevuto.

Una serie di esperienze relative all'assorbimento dei raggi β del radio è stata pubblicata da M. Strutt⁶¹ che ha studiato soprattutto l'assorbimento dei raggi rapidi in relazione con la densità della materia assorbente. Il coefficiente di assorbimento medio di questi raggi penetranti per l'alluminio è $\mu = 11,6$.

Lo studio della legge di assorbimento dei raggi β del radio è stato fatto anche tramite misure della carica trasportata⁶². Il dispositivo impiegato era il seguente: il radio era posto all'esterno di un vaso di vetro contenente un elettrodo isolato in ottone P (fig. 108) che poteva essere collegato ad un elettrometro. I raggi del radio attraversavano finestre ritagliate in una lastra di ottone A e chiuse dal foglio di alluminio di spessore $0,01\text{mm}$; essi erano poi assorbiti dall'elettrodo. Nel vaso si faceva un vuoto perfetto, e la carica ricevuta dall'elettrodo era misurata dall'elettrometro. Si potevano porre degli schermi sul contenitore del radio che era ricoperto da una sottile lamina di mica. La distanza tra il foglio di alluminio e il radio era di $0,7\text{cm}$.



La Tabella seguente presenta per uno spessore di stagno crescente, ottenuto mediante sovrapposizione di successivi fogli, il coefficiente di assorbimento medio μ_m , calcolato per ogni spessore applicando la formula esponenziale $\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 e^{-\mu r}$, dove x è lo spessore attraversato.

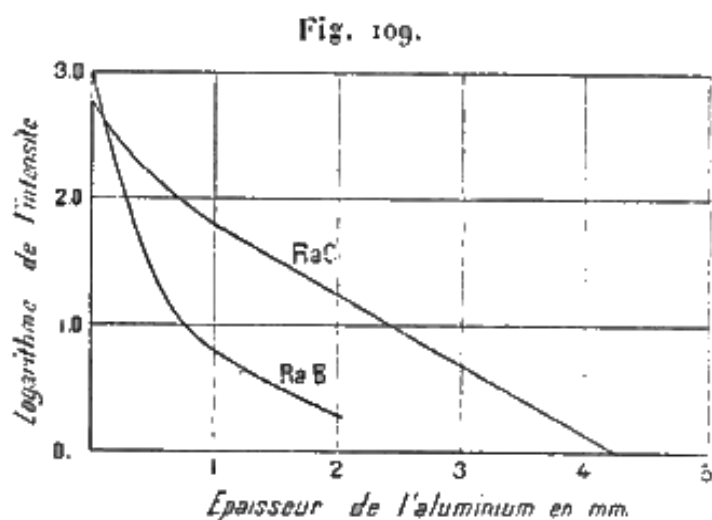
⁶¹Strutt, Nature, 1900.

⁶²Seitz, Phys. Zeit., 1904.

x in mm	μ_m
0,00834	175
0,0166	132,5
0,0421	101,5
0,0818	93,5
0,124	82,5
0,166	74,9
0,205	71,5
0,270	65,4
0,518	53
0,789	44
1,585	32
2,16	25

Si vede che i risultati ottenuti con questo metodo confermano quelli forniti con il metodo di ionizzazione; il coefficiente di assorbimento diminuisce al crescere dello spessore attraversato. Quando si pone uno schermo di piombo dello spessore di 3 mm sul radio, si osserva ancora una piccola carica, corrispondente allo $0,29\%$ del valore massimo. Le misure ottenute sono sottoposto a diverse cause d'errore; i raggi β devono essere in parte diffusi dall'elettrodo invece di essere del tutto assorbiti, e devono essere emessi dei raggi secondari carichi negativamente da parte dell'elettrodo sotto l'azione dei raggi β e γ del radio.

La composizione dell'irraggiamento del radio è stata oggetto di un lavoro molto completo pubblicato da M. H.-W. Schmidt⁶³. Si sa che i raggi β del radio sono quasi interamente emessi dal deposito attivo. Questo deposito è di natura complessa e si compone di tre sostanze distinte: il radio A, il radio B e il radio C. I raggi β sono emessi dal costituente RaC e anche da RaB . Processi chimici permettono di isolare RaC , mentre la miscelanza RaB e RaC si trova su una sottile lamina attivata, dopo un tempo breve, sufficiente per la disintegrazione del radio A. È quindi possibile studiare, da una parte, la legge di assorbimento dei raggi β del RaC , dall'altra, quella dell'assorbimento dei raggi β di una miscela di RaB e di RaC . L'interpretazione di queste esperienze è difficile, poiché è necessario tener conto della legge di decadimento dei materiali radioattivi nel tempo; inoltre, per piccoli spessori di materia attraversata bisogna tener conto dell'effetto dei raggi α del radio C. I risultati ottenuti portavano ad ammettere che né i raggi β del RaC né quelli del RaB sono omogenei, così come indica la forma delle curve di assorbimento.



⁶³H.-W. Schmidt, Ann. d. Phys., 1907.

Le intensità corrispondenti erano rappresentate con una certa approssimazione dalla sovrapposizione di gruppi di raggi omogenei; le formule utilizzate erano le seguenti:

$$\mathcal{J} = 1100e^{-890x} + 88e^{-80x} + 2,5e^{-13,1x}$$

per i raggi del *RaB*, e

$$\mathcal{J} = 49e^{-53x} + 25e^{-13,4x}$$

per i raggi del *RaC*. I coefficienti che misurano le intensità relative per $x = 0$ sono stati scelti in modo tale che il potere ionizzante dei raggi α del *RaC* si trovassero uguali a 10000. Si vede che il gruppo dei raggi più penetranti sarà lo stesso per *RaC* e *RaB*. Tuttavia, secondo M. Hahn e Mademoiselle Meitner⁶⁴, i raggi del radio *B* saranno piuttosto omogenei e caratterizzati da un coefficiente di assorbimento di circa 77.

Si può affermare che la scomposizione dei raggi del radio in gruppi omogenei corrisponde ad una realtà e non a una forma di calcolo. Secondo le esperienze di deviazione magnetica non sembrerebbero esserci discontinuità nella variazione della velocità del fascio dei raggi eterogenei. Tuttavia i gruppi devono esistere necessariamente se, conformemente ad una ipotesi enunciata prima, una sostanza radioattiva semplice può emettere solo raggi β omogenei. In questo caso si tratta di ricercare se *RaB* e *RaC* sono sostanze complesse; le ricerche fatte a tale riguardo rendono probabile che così non sia almeno per il *RaC*.

Quando il radio è stato privato dall'emanazione e dal deposito attivo, dà ancora luogo ad una emissione di raggi β molto assorbibili. Questo irraggiamento costituisce solo una piccola parte dell'irraggiamento β totale per il radio in equilibrio con l'emanazione e il deposito attivo⁶⁵.

Nel corso di ricerche relative alla misura della carica dei raggi β del radio, M. Makover ha determinato con lo stesso deposito l'assorbimento di questi raggi nel vetro, valutando la proporzione di raggi attraverso la carica acquisita dal cilindro esterno, quando il tubo contenente l'emanazione era circondato di tubi di vetro coassiali a formare uno schermo. La curva di assorbimento così trovata si è mostrata identica ad un'altra curva di assorbimento ottenuta dallo stesso autore con lo stesso tubo attivo, mediante la misura della ionizzazione prodotta dal tubo su un elettroscopio. Questa concordanza tra i due metodi di misura è assai significativa, e prova che le particelle β sono effettivamente trattenute negli schermi assorbenti.

La Tabella seguente indica i valori del potere di penetrazione relativo dei raggi β emessi da diverse sostanze radioattive. Si è indicato con μ il coefficiente di assorbimento per l'alluminio, con D lo spessore di alluminio che deve attraversare l'irraggiamento affinché la sua intensità sia dimezzata.

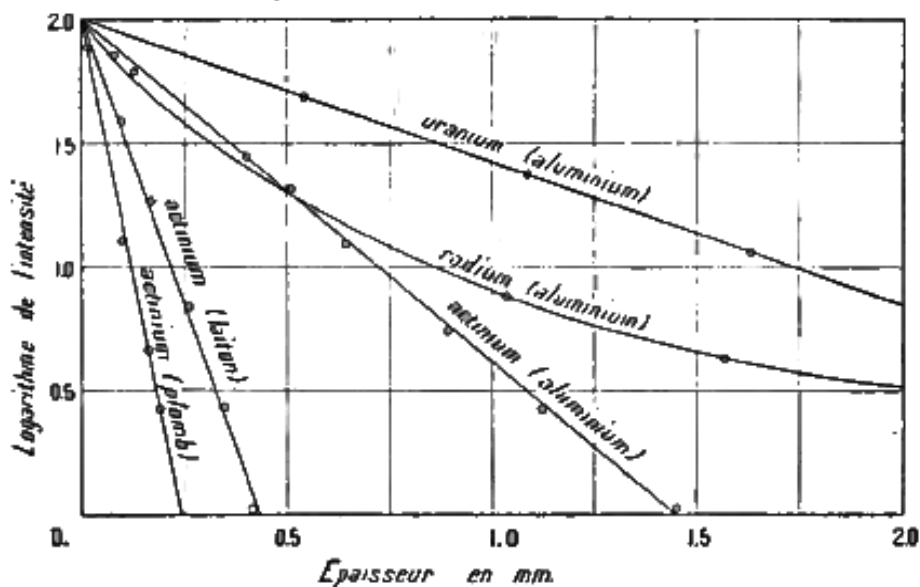
⁶⁴Phys. Zeit., 1909.

⁶⁵O. Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1909

Sostanza primaria		$\mu \text{ cm}^{-1}$	$D \text{ mm}$	
Uranio	Uranio X	14	0,5	Rutherford
		510		H.-W. Schmidt
Attinio	Radioattinio	172	0,04	O. Hahn e L. Meitner
	Attinio A	Raggi molto assorbibili		
Radiopiombo	Attinio C	32,7	0,21	Godlewski
	Radio E	40	0,17	Schmidt
Torio	Mesotorio 2	<i>da 20 a 60</i>		
	Torio X	Raggi molto assorbibili		
	Torio A	1400,05		O. Hahn e L. Meitner
	Torio D	15,7	0,44	
Radio	Radio	Raggi molto assorbibili O. Hahn e L. Meitner		
	Radio B (raggi eterogenei)	890?		
		80		
		13,1?		Schmidt
	Radio C (raggi eterogenei ?)	53		
		13,1		

I valori di μ ottenuti da diversi osservatori sono un poco variabili. Le variazioni sembrano dipendere dal dispositivo sperimentale e dal grado di dispersione del fascio. La figura 110 rappresenta le curve di assorbimento dei raggi β ottenute con alcune sostanze radioattive. Si vede che i raggi dell'uranio e dell'attinio sono assorbiti secondo una legge esponenziale, mentre il potere di penetrazione dei raggi del radio cresce con lo spessore attraversato.

Fig. 110.



È importante rendersi conto dello spessore di materia che un raggio β o un elettrone in moto rapido può attraversare. Questo spessore cresce con la velocità dell'elettrone, e l'esperienza ha mostrato che i raggi β del radio attraversano lamine solide il cui spessore è superiore a 1 mm .

Per i raggi β dell'uranio (gruppo principale), il cui coefficiente di assorbimento per l'alluminio è circa 14, lo spessore di alluminio necessario per ridurre della metà l'intensità dell'irraggiamento è circa $0,5 \text{ mm}$. Di conseguenza l'intensità si trova ridotta a meno dell'1% del suo valore con uno spessore di $3,5 \text{ mm}$. Tentativi di determinazione più precisi dello spessore limite, quando attraversato da raggi β veloci del radio, sono state eseguiti con il seguente metodo: un

fascio di raggi β emessi dal radio in una direzione orizzontale passa al di sopra di un cilindro cavo di piombo il cui asse è verticale, e che serve da camera di ionizzazione. La base superiore di questo cilindro è coperta da uno schermo di cui si può far variare spessore e materiale. Si stabilisce un campo magnetico di direzione orizzontale e normale a quella del fascio, in modo da incurvare le traiettorie dei raggi verso la base, e permettere loro di penetrare nella camera; questa riceve raggi la cui velocità è tanto maggiore quanto il campo è più intenso. Si cerca per quale spessore dello schermo non si ottiene più alcun aumento della ionizzazione nella camera, per qualsiasi valore del campo magnetico⁶⁶. I valori ottenuti sono i seguenti:

	Spessore limite <i>mm</i>
Alluminio	7
Stagno	2,5
Piombo	0,9

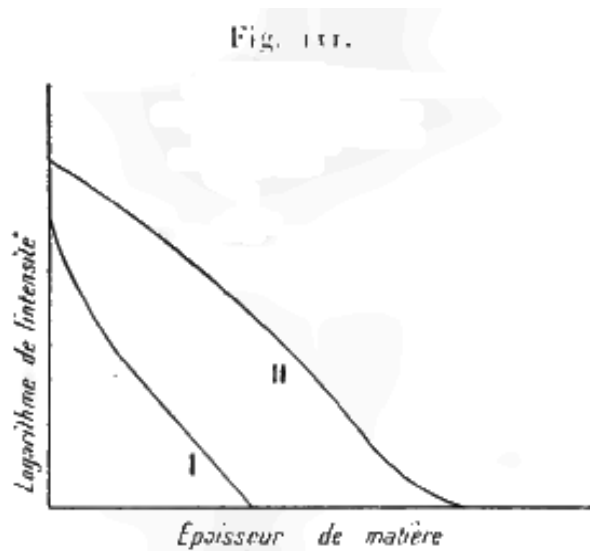
1.17. Forma generale delle curve di assorbimento. Cambiamenti di velocità al passaggio dentro schermi nel caso dei raggi β

Abbiamo visto che in un gran numero di casi la curva di assorbimento per i raggi β corrisponde ad una legge di assorbimento esponenziale nei limiti di variazione di intensità molto estesi. Portando in ascisse lo spessore x del materiale attraversato e in ordinate il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento \mathcal{I}_2 , si ottiene una linea retta, e il più delle volte con grande esattezza (fig. 110). I raggi β che danno questo risultato sono considerati come omogenei⁶⁷.

È necessario tuttavia sottolineare che i valori del coefficiente di assorbimento ottenuti per lo stesso gruppo di raggi dipendono in una certa misura dalle condizioni sperimentali. Inoltre le curve che rappresentano il $\log \mathcal{I}$ in funzione di x possono discostarsi un poco dalla forma rettilinea. Con gruppi di raggi considerati come omogenei, diversi sperimentatori hanno ottenuto curve che presentavano all'inizio una inclinazione maggiore di quella caratteristica (fig. 111, I). In altri casi l'inclinazione per una certa regione tende costantemente a crescere (fig. 111, II), e la forma della curva dipende in questo caso dal materiale assorbente e dal dispositivo sperimentale impiegato; la parte finale della stessa curva indica la presenza di un piccolo irraggiamento penetrante.

⁶⁶Pound, Phil. Mag., 1909.

⁶⁷L'esistenza di una legge di assorbimento esponenziale per un fascio di raggi β realmente omogenei è stata recentemente contestato da M. Wilson in seguito ad esperienze effettuate su raggi che avevano percorso, in un campo magnetico uniforme, una traiettoria circolare di raggi determinato (vedere fig. 107). Secondo M. Wilson, l'intensità di un tale fascio diminuirebbe secondo una legge lineare in funzione dello spessore del materiale attraversato; lo spessore di materia a , che corrisponde all'assorbimento totale, sarebbe una data funzione della velocità dei raggi e aumenterebbe con questa. Si trova inoltre che un fascio di raggi contenenti particelle di tutte le velocità, può subire l'assorbimento secondo una legge esponenziale, a condizione che la legge di distribuzione delle particelle tra le velocità sia opportunamente scelta; un fascio che si trova in queste condizioni deve subire in un campo magnetico una dispersione significativa. I risultati di M. Wilson non sembrano quindi in accordo con i risultati prima esposti.



Uno scarto del primo tipo si può spiegare con la presenza di un gruppo di raggi molto più assorbibili di quelli che si osserva, e che possono essere sia raggi primari, sia raggi secondari prodotti sullo schermo; lo stesso effetto può essere ottenuto per riflessione diffusa dei raggi primari sulla faccia di ingresso dello schermo. Gli scarti del secondo genere sono soprattutto visibili dopo una grande riduzione dell'intensità dell'irraggiamento e si possono spiegare con una diminuzione di velocità dei raggi β , senza che la questione possa tuttavia essere considerata come completamente risolta.

Un fascio di raggi β è, in generale, fortemente disperso in tutte le direzioni dopo aver attraversato uno spessore di materia relativamente piccolo. La traiettoria di una particella β nella materia assorbente è manifestamente molto complessa. Tuttavia nei limiti di applicazione della legge di assorbimento trovata sperimentalmente, l'effetto assorbente prodotto da una data lamina è indipendente dallo spessore del materiale attraversato dai raggi; sembra legittimo trarre la conclusione che l'irraggiamento non sia stato particolarmente modificato attraversando la materia. La sola differenza tra raggi β di diversi gruppi consiste nella loro velocità; questa non deve essere modificata significativamente, almeno nei limiti di applicabilità della legge di assorbimento esponenziale. Questa opinione è stata sostenuta da M. Schmidt che l'ha verificata sperimentalmente⁶⁸.

Il dispositivo sperimentale identico a quello utilizzato dallo stesso autore per la determinazione della velocità dei raggi β del radiopiombo (vedere fig. 107). Dopo aver determinato il valore del campo magnetico, per il quale i raggi provenienti dalla sorgente seguono la traiettoria circolare possibile, si interponeva tra la sorgente e il diaframma uno schermo di alluminio, e si determinava nuovamente il valore del campo per il quale l'intensità dei raggi all'uscita dal diaframma è massima. Si constatava che il valore del campo era lo stesso sia in assenza di uno schermo sia con uno dello spessore di circa $0,5\text{ mm}$ che, posto sulla sostanza attiva, lasciava passare solo il 12% dell'irraggiamento β . Sebbene il valore del campo non possa essere determinato con grande precisione, questa esperienza suffraga l'opinione che il passaggio dei raggi attraverso uno schermo non produce alcuna variazione importante nel valore della velocità⁶⁹. Questo risultato è in accordo con l'esperienza qualitativa precedente di H. Becquerel, che, facendo passare dei raggi β semplici, incurvati dentro un campo magnetico, attraverso alluminio o paraffina, non osservava alcun cambiamento di curvatura della loro traiettoria circolare.

⁶⁸Schmidt, Phys. Zeit., 1902.

⁶⁹Utilizzando lo stesso dispositivo sperimentale, M. Wilson ha ottenuto risultati che hanno portato ad ammettere che i raggi β subiscono al passaggio attraverso lo schermo un cambiamento di velocità apprezzabile (Proc. Roy. Soc. 1909).

Si è visto, d'altra parte, che per i raggi catodici la diminuzione di velocità nel passaggio attraverso uno schermo è stata verificata da alcuni osservatori. Secondo M. des Coudres, raggi catodici di velocità uguale a $1,4 \cdot 10^{10} \frac{cm}{s}$ perdono il 10% della loro velocità attraversando $0,01 mm$ di alluminio⁷⁰. Per uno spessore di alluminio uguale a $0,03 mm$, la perdita di velocità può arrivare fino al 50%. Si può dedurre che la perdita di velocità al passaggio attraverso la materia è significativa soprattutto per gli elettroni la cui velocità è abbastanza piccola.

Studiando l'assorbimento dei raggi β , emessi da strati radianti di piccolo spessore (uranio X o radiopiombo), M. Schmidt⁷¹ ha potuto mettere in evidenza uno scarto regolare a partire dalla legge di assorbimento esponenziale; questo scarto che corrisponde ad una diminuzione graduale del potere di penetrazione, è attribuibile ad una progressiva diminuzione della velocità dei raggi, nel loro passaggio attraverso la materia. Per schermi molto sottili il coefficiente μ subisce dapprima un rapido calo, come già indicato; ma quando lo spessore attraversato continua a crescere, questo coefficiente passa per un minimo e aumenta poi lentamente secondo una legge lineare in prima approssimazione. Si può pensare che se l'irraggiamento iniziale non è del tutto omogeneo, la diminuzione del potere di penetrazione, a causa della diminuzione della velocità, può, in certi casi, trovarsi compensata in parte da un aumento del potere di penetrazione medio, derivante dall'assorbimento proporzionalmente maggiore dei raggi meno penetranti.

Sembra, in tutti i casi, legittimo concludere che le particelle β di grande velocità che incontrano uno schermo possono, da un lato, attraversare questo ostacolo in una data proporzione, senza importante alterazione della loro velocità, e, dall'altro lato, essere completamente assorbite dall'ostacolo, senza che si possa osservare nel fascio emergente la presenza di particelle di tutte le velocità intermedie.

Nell'aria a pressione atmosferica la traiettoria di un raggio β , emesso normalmente al campo magnetico uniforme, conserva un raggio di curvatura costante e assume una forma quasi perfettamente circolare, provando che la velocità del raggio non subisce variazioni significative lungo il suo percorso.

1.18. Relazione tra la velocità dei raggi β e il loro potere di penetrazione

Le esperienze di H. Becquerel hanno mostrato che il potere di penetrazione dei raggi β del radio dipende dal raggio di curvatura R della loro traiettoria circolare in un campo magnetico e cresce con esso. Si può ammettere che per i raggi β , R dipende solo dalla velocità v , e che, di conseguenza, il potere di penetrazione è una funzione crescente della velocità. Inoltre, i raggi che si mostrano omogenei in un campo magnetico, hanno un coefficiente di assorbimento costante, come mostrato per il gruppo principale dei raggi β dell'attinio. Ma possediamo ancora troppo poche informazioni quantitative sulla relazione esistente tra la velocità v dei raggi e il loro coefficiente di assorbimento μ per un materiale dato.

Le esperienze di M. Lenard hanno mostrato che il potere di penetrazione dei raggi catodici cresce molto rapidamente con la loro velocità⁷². Questo fatto risulta dallo studio dei raggi β .

Secondo M. Lenard il coefficiente di assorbimento dei raggi catodici nell'aria passerebbe da 2310 a 3,4 quando la velocità passa da $1,8 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$ (tensione di emissione 1000V) a circa $10^{10} \frac{cm}{s}$ (tensione di emissione corrispondente ad una scintilla equivalente di $2,8 cm$). Per questi ultimi raggi il coefficiente di assorbimento nell'alluminio è 7150. Ecco alcuni valori del coefficiente di assorbimento μ nell'alluminio per raggi di velocità v nota:

	v	μ
Raggi catodici	10^{10}	7150
Raggi β (radio E)	$2,31 \cdot 10^{10}$	40
Raggi β (uranio N)	$2,76 \cdot 10^{10}$	14,4

⁷⁰Des Coudres, Phys. Zeit., 1902.

⁷¹H.-W. Schmidt, Phys. Zeit., 1909.

⁷²Lenard, Ann. d. Phys.

La variazione del potere di penetrazione dei raggi β è molto sensibile ad una variazione della velocità anche poco significativa. Inversamente sembra probabile che se il coefficiente di assorbimento rimane costante, la velocità dei raggi non può variare in modo notevole.

1.19. Relazione tra l'assorbimento e la natura della materia assorbente

Le esperienze di M. Lenard sull'assorbimento dei raggi catodici da parte della materia, hanno mostrato che il coefficiente di assorbimento è approssimativamente proporzionale alla densità d della materia assorbente, e indipendente dalla sua natura. In particolare, per raggi catodici la cui velocità è uguale a un terzo circa della velocità della luce, il rapporto $\frac{\mu}{d}$ rimane compreso tra 2070 e 5610 quando la densità varia tra $3,6 \cdot 10^{-7}$ (gas a bassa pressione) e $19,3^{73}$. Per raggi catodici molto lenti, la relazione precedente è solo una approssimazione grossolana; il rapporto $\frac{\mu}{d}$ dipende molto dal tipo di materiale assorbente.

M. Strutt ha mostrato che per i raggi β del radio il rapporto $\frac{\mu}{d}$ varia poco con la densità⁷⁴; i valori di μ si riferiscono a raggi eterogenei e devono essere considerati come medi. Secondo le esperienze di M. Rutherford eseguite con i raggi β dell'uranio che sono omogenei⁷⁵, la costanza del rapporto $\frac{\mu}{d}$, approssimativamente verificata per alcuni materiali, non lo è per certi altri, e si evidenzia che il rapporto $\frac{\mu}{d}$ cresce, in generale, per i metalli con il loro peso atomico. Si ottiene un risultato analogo confrontando il potere assorbente di diverse sostanze con la misura della carica dei raggi β trasmessi⁷⁶.

M. Crowther ha effettuato una serie di misure con i raggi dell'uranio⁷⁷. Ha trovato che il rapporto $\frac{\mu}{d}$ è una funzione periodica del peso atomico p dell'elemento assorbente, corrispondendo i periodi ai gruppi della classificazione periodica degli elementi. La curva $\frac{\mu}{d} = f(p)$ si compone di parti distinte, e per ogni gruppo il rapporto $\frac{\mu}{d}$ aumenta con p . Lo stato allotropico di un materiale non interviene per modificare il potere assorbente. L'assorbimento per una molecola è la somma degli assorbimenti dei due atomi che la compongono.

Il coefficiente di assorbimento è μ e il numero di atomi nell'unità di volume di un materiale assorbente semplice è $\frac{d}{p}$, dove p è il peso di un atomo, e l'assorbimento per atomo vale $\frac{\mu}{d}p$. Se quindi il rapporto $\frac{\mu}{d}$ fosse costante, l'assorbimento per atomo sarebbe proporzionale al peso atomico; e se tutti gli atomi fossero formati da raggruppamenti simili, sarebbe proporzionale al numero di tali raggruppamenti. L'esperienza offre una indicazione a favore di tale ipotesi, poiché almeno per le particelle β di grande velocità, che rimangono poco tempo nelle vicinanze di un atomo, il rapporto $\frac{\mu}{d}$ varia entro limiti assai vicini per densità di ordine di grandezza molto diversi. Tuttavia l'influenza individuale dell'atomo si manifesta, e tanto più quanto i raggi sono più molli, cioè quanto più la loro velocità è minore.

Se l'assorbimento è una proprietà additiva degli atomi che compongono una molecola, il coefficiente di assorbimento μ di una materia si deve calcolare con la formula

$$\mu \frac{m}{d} = \sum n_1 p_1 \frac{\mu_1}{d_1}$$

dove m indica il peso molecolare, d la densità del materiale, μ_1 il coefficiente di assorbimento che corrisponde a uno degli elementi costituenti, d_1 la densità di questo elemento nelle condizioni in cui il suo potere di assorbimento è stato misurato, p_1 il peso atomico, n_1 il numero di atomi dell'elemento considerato che entrano nella composizione della molecola.

Questa formula si è mostrata conforme all'esperienza nel caso di un certo numero di ossidi, zolfuri e ioduri presi in esame. Essa permette di calcolare il coefficiente di assorbimento di un

⁷³Lenard, Ann. d. Phys., 1895.

⁷⁴Strutt, Nature, 1900.

⁷⁵Rutherford, Radioactivity.

⁷⁶Seitz, Phys. Zeit., 1904.

⁷⁷Crowther. Phil. Mag., 1906.

elemento, quando si conosce quello di un composto e di altri elementi che vi sono contenuti. I risultati relativi ai composti studiati sono raggruppati nella seguente Tabella⁷⁸:

Sostanze	$\frac{\mu}{d}$ calcolato	$\frac{\mu}{d}$ derivato
<i>MgO</i>	5,6	5,5
<i>Al²O³</i>	5,8	5,9
<i>Fe²O³</i>	6,4	6,4
<i>ZnO</i>	6,8	7,3
<i>Cu²O</i>	6,8	7,1
<i>CuO</i>	6,7	6,9
<i>As²O³</i>	7,7	7,5
<i>FeS</i>	6,7	6,5
<i>ZnS</i>	6,8	6,8
<i>As²S³</i>	7,5	7,5
<i>SnS</i>	8,9	8,9
<i>Sn²S³</i>	8,6	8,5
<i>Cu²I²</i>	9,4	9,1
<i>PbI²</i>	10,8	10,8

Lo studio dell'assorbimento dei raggi β da parte dei liquidi ha portato a risultati analoghi⁷⁹. L'assorbimento per un composto si è mostrato uguale alla somma degli assorbimenti per le masse degli elementi componenti, valutando l'effetto prodotto dallo strato di liquido assorbente equivalente allo spessore della lamina di alluminio la cui interposizione tra la sorgente e la camera di ionizzazione determina la stessa riduzione di intensità dello strato liquido analizzato. Lo stato molecolare della materia è privo di influenza sul potere di assorbimento. È così che l'assorbimento esercitato da due strati liquidi sovrapposti, formati da soluzioni di cloruro di bario e di solfato di argento, separati da un sottile strato divisorio, è lo stesso di quello esercitato dal sistema dopo che si toglie la separazione e, consentendo la mescolanza, si sono formati depositi di solfato di bario e di cloruro di argento.

Le Tabelle I, II, III, rappresentano i risultati ottenuti da diversi sperimentatori per i valori di μ e di $\frac{\mu}{d}$ relativi a diverse sostanze assorbenti. Si può constatare che i valori ottenuti da diverse parti presentano divergenze alquanto notevoli, che dipendono probabilmente dal dispositivo sperimentale impiegato.

I.

⁷⁸Crowther, loc. cit.

⁷⁹Borodowski, Phil. Mag., 1910.

	Uranio Rutherford		Radio Strutt		Attinio Godlewski		Radio Seitz ⁸⁰
	μ	$\frac{\mu}{d}$	μ	$\frac{\mu}{d}$	μ	$\frac{\mu}{d}$	$\frac{\mu}{d}$
Vetro	14	5,7					
Mica	14,2	5,1	10,8	3,9	33,0	12,0	
Ebanite	6,5	5,7					
Legno	2,16	5,4					
Cartone	3,7	5,3					
Ferro	44	5,6					7,75
Alluminio	14,0	5,4	11,6	4,3	32,7	12,9	6,4
Rame	60	7,0	49,2	5,5	139	15,9	
Argento	73	7,1					10,0
Piombo	122	10,8	62,5	5,78	163	14,1	13,4
Stagno	96	13,2	51,2	7,01	154	15,7	10,0
Ottone					108	13,1	
Carbone							5,38
Zolfo							7,47
Oro							12,0
Platino							11,9

II. RAGGI β DELL'URANIO (CROWTHER)

I.

	Peso atomico	$\frac{\mu}{d}$		Peso atomico	$\frac{\mu}{d}$
Boro	11,0	4,65	Arsenico	75,0	8,2
Carbonio	12,0	4,4	Selenio	79,2	8,65
Sodio	23,05	4,95	Stronzio	87,6	(8,5)
Magnesio	24,36	5,1	Zirconio	90,6	8,3
Alluminio	27,1	5,26	Palladio	106,5	8,0
Fosforo	31,0	6,1	Argento	107,93	8,3
Silicio	28,4	5,5	Stagno	119,0	9,46
Zolfo	32,06	6,6	Antimonio	120,2	9,8
Potassio	39,15	6,53	Tellurio	127,6	10,8
Calcio	40,1	6,47	Iodio	126,97	10,8
Titanio	48,1	6,2	Bario	137,4	(8,8)
Cromo	52,1	6,25	Platino	194,8	9,4
Ferro	55,9	6,4	Oro	197,2	9,5
Cobalto	59,0	6,48	Piombo	206,9	10,8
Rame	63,6	6,8	Uranio	238,5	(10,1)
Zinco	65,4	6,95			

Nella Tabella II i valori tra parentesi non sono stati determinati direttamente, ma calcolati dal potere di assorbimento di combinazione degli elementi considerati, ammettendo la legge additiva dei poteri di assorbimento degli atomi in una molecola.

III. - H.-W. Schmidt⁸¹

⁸¹Jahrbuch d. Rad., 1908.

	Raggi β dell'Uranio		Raggi β dell'Attinio	
	μ	$\frac{\mu}{d}$	μ	$\frac{\mu}{d}$
Mg	10,5	6,03	22,0	12,6
Al	15,0	3,66	30,6	11,5
Fe	57	7,32	98,5	12,6
Ni	66	7,42	114	12,8
Co	61	7,17	105	12,4
Cu	66	7,39	112	12,5
Zn	52,5	7,31	94,5	13,1
Pd	103	8,66	168	14,1
Ag	90	8,56	150	13,9
Sn	58	7,95	106	14,5
Pt	200	9,30	316	14,7
Au	187	9,70	298	15,1
Pb	103	9,12	172	15,1
Bi	92,5	9,45	156	15,9

1.20. Aumento dell'intensità dei raggi β con lo spessore dello strato attivo.

La profondità della materia che è efficace per l'emissione dei raggi dipende dal potere di assorbimento della sostanza per i raggi che emette. Se la legge di assorbimento è di tipo esponenziale semplice, l'irraggiamento prodotto da uno strato di spessore dx posto ad una profondità x è del tipo

$$d\mathcal{J} = ie^{-\mu x} dx$$

dove i è l'irraggiamento emesso per spessore unitario.

L'irraggiamento totale sarà dato dalla relazione

$$\mathcal{J} = \int_0^d ie^{-\mu x} dx = \frac{i}{\mu} (1 - e^{-\mu d})$$

essendo d lo spessore dello strato attivo; per uno strato sufficientemente spesso si avrà

$$\mathcal{J}_\infty = \frac{i}{\mu}$$

da cui

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_\infty (1 - e^{-\mu d})$$

Questa relazione è stata verificata per l'emissione di raggi β dall'ossido di uranio; si trova che la materia attiva è distribuita a $0,11 \text{ g/cm}^2$, l'intensità dell'irraggiamento β è la metà di quello che si ottiene con uno strato molto spesso. Se ne deduce per la materia attiva un valore di $\frac{\mu}{d} = 6,3$, e ciò dimostra che l'ossido di uranio assorbe i raggi che emette, come farebbe una qualsiasi sostanza della stessa densità⁸².

1.21. Dispersione dei raggi β . Produzione di raggi secondari da parte dei raggi β

Quando i raggi β attraversano una lamina di materia assorbente, si constata, in genere, che il fascio iniziale è accompagnato sulle superfici di entrata e di uscita dello schermo un irraggiamento diffuso; quest'ultimo è a volte molto importante perché non lo si distingue dalla forma originaria del fascio diretto. Il fenomeno può avere due interpretazioni:

- (1) I raggi che escono dalle superfici dello schermo possono essere considerate come *raggi primari dispersi*;

⁸²Rutherford, Radioactivity.

- (2) Possono anche essere considerati come raggi secondari, cioè come raggi emessi dalla materia sotto l'influsso dei raggi β che la incontrano.

Infine si può ammettere che le due ipotesi sono contemporaneamente corrette, e che vi è sia dispersione dei raggi primari, sia produzione di raggi secondari.

Non è, in genere, possibile sostenere la produzione di un irraggiamento secondario come effetto di un irraggiamento primario se non vi è una effettiva differenza tra i due irraggiamenti. Se, in particolare, raggi β poco diversi dai raggi del fascio primario sono emessi dalle superfici dello schermo, sarà, in genere, difficile concludere se questi raggi rappresentano raggi primari che hanno subito un cambiamento di direzione e di velocità, oppure se ci sono elettroni emessi dagli atomi della materia dello schermo, a causa della perturbazione elettromagnetica portata dal passaggio del fascio primario. Sembra che la questione stia in questi termini per i raggi β . Il problema sperimentale è d'altra parte molto complesso, e malgrado il grande numero di lavori, mancano ancora dati quantitativi precisi aventi un significato sicuro e semplice. L'espressione raggi secondari sarà impiegata qui per indicare l'emissione diffusa degli schermi nel loro insieme, indipendentemente dalla natura di questa emissione.

A causa dell'analogia esistente tra i raggi β e quelli catodici, ci si può chiedere come questi ultimi si comportino dal punto di vista dell'emissione secondaria. Sappiamo che i raggi catodici, urtando uno schermo, producono raggi Röntgen che rappresentano una effettiva emissione secondaria, del tutto diversa dall'irraggiamento primario per caratteristiche e proprietà. Numerose ricerche hanno mostrato⁸³ che una lastra di metallo, colpita da un fascio collimato di raggi catodici, emette non solo raggi Röntgen, ma anche raggi catodici; l'emissione di questi ultimi avviene in tutte le direzioni, e la loro velocità è poco diversa da quella dei raggi primari, di modo che questi raggi possono essere considerati come raggi primari riflessi. Quando il riflettore riceve il fascio primario con una incidenza normale, la carica negativa che viene diffusa è inferiore a quella del fascio iniziale. Tuttavia, per una incidenza obliqua, si può constatare che il riflettore emette più elettricità negativa di quanta ne riceve; si è quindi portati ad ammettere che oltre alla diffusione si ha anche una effettiva emissione secondaria di raggi carichi negativamente, e che l'importanza di questa emissione cresce con l'incidenza. L'esperienza porta inoltre ad attribuire a questi raggi secondari di tipo catodico una velocità abbastanza piccola, uguale a circa $3 \cdot 10^8 \frac{cm}{s}$; raggi catodici di tale velocità non sono in grado di ionizzare i gas, e per stabilire una distinzione con i raggi veloci, li si chiama a volte *elettroni lenti* o *raggi δ* . L'emissione di questi raggi secondari aumenta con la densità del metallo del riflettore; è tanto meno importante quanto la velocità dei raggi primari è maggiore.

Quando un fascio sottile di raggi catodici attraversa uno schermo sottile, si osserva sulla superficie di uscita un irraggiamento diffuso, composto di raggi catodici la cui velocità è un poco diversa da quella dei raggi primari.

Quando si impiegano raggi catodici di una determinata velocità, i raggi riflessi o trasmessi non hanno tutti la stessa velocità. Con raggi catodici di velocità $5,5 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$, i raggi riflessi da una lamina di rame hanno velocità comprese tra 5,6 e $3,7 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$, e i raggi trasmessi attraverso una lamina di alluminio dello spessore di 0,02 mm hanno velocità comprese entro limiti simili. La velocità dei raggi riflessi o trasmessi è, in media, inferiore a quella dei raggi primari, e non la può superare.

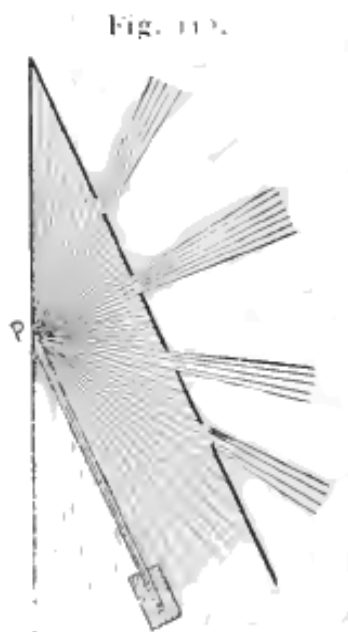
Ci si può attendere, per analogia, di ritrovare un comportamento analogo anche per i raggi β . È, infatti, ciò che indica l'esperienza per quanto riguarda la dispersione dei raggi nelle vicinanze delle superfici dello schermo. L'emissione di elettroni lenti che potrebbero costituire i raggi secondari dei raggi β del radio è stata osservata da M. Duane nelle esperienze che saranno descritte in seguito. Una emissione di raggi secondari analoghi ai raggi Röntgen, non è stata constatata con precisione assoluta. Si incontra una difficoltà sperimentale nel fatto che i raggi β di sostanze radioattive sono accompagnati da raggi γ , e i raggi γ determinano pure un irraggiamento secondario, il quale, come si vedrà in seguito, contiene raggi di tipo β e anche

⁸³Austin e Starke, Lenard, Becker, Gehrcke, Füchtbauer, ecc.

di tipo γ . La separazione degli effetti dovuti ai due tipi di radiazione è alquanto delicata, e si può realizzare in modo rigoroso solo con dispositivi molto complessi, comportanti l'utilizzo di un campo magnetico. La maggior parte dei lavori si riferiscono all'azione dei raggi β e γ presi nel loro insieme; i risultati di questi lavori fanno supporre che utilizzando come raggi primari l'insieme dei raggi β e γ , l'effetto secondario dovuto ai raggi β è molto più importante di quello dei raggi γ , valutando l'intensità dei raggi secondari per il loro potere ionizzante; sembra probabile che i raggi secondari dei raggi del radio, per esempio, sono dovuti per circa pochi per cento ai raggi primari di tipo γ , essendo i restanti dovuti ai raggi β . Si vedrà che i raggi α non producono raggi secondari dotati di potere ionizzante.

Passiamo ora alla descrizione delle esperienze relative ai raggi secondari dei raggi β . Le prime esperienze fatte con il metodo radiografico, e già superate, sono dovute a H. Becquerel⁸⁴; esse riguardano raggi del radio deviati in un campo magnetico, di modo che la natura dei raggi attivi non sarebbe stata constatata. Nelle vicinanze delle aperture praticate negli schermi metallici per il passaggio dei raggi, si osservava in generale una immagine diffusa dovuta ai raggi secondari; questo effetto era molto più importante con i raggi assorbibili che con quelli più penetranti. Questo effetto secondario, che si produce anche sui bordi degli schermi, determina una mancanza di nitidezza delle radiografie ottenute con i raggi del radio. Se, per esempio, si pone sulla lastra fotografica uno schermo metallico con un foro, l'immagine prodotta presenta un aspetto diffuso e non riproduce l'immagine del foro con una precisione confrontabile con quella osservata con i raggi Röntgen. Sopprimendo i raggi β mediante un campo magnetico, e utilizzando i soli raggi γ , si ottengono immagini molto più nitide, e ciò indica che l'effetto secondario è proporzionalmente minore.

Il dispositivo sperimentale seguente, dovuto a Becquerel, permette di osservare l'immagine dell'effetto secondario (fig.112).



La sorgente è costituita da un poco di radio contenuto in una piccola cavità lineare e orizzontale la cui profondità è grande rispetto alla larghezza, e che limita una banda stretta di raggi. Una piastra fotografica è posta sulla cavità normalmente alla direzione della sua lunghezza. Una lastra metallica inclinata A e uno schermo verticale E sono applicati sulla lastra, con i piani normali al piano di questa. Fasci di raggi secondari escono dalle fenditure orizzontali praticate nello schermo, e la traccia del loro passaggio si imprime sulla lastra. Le direzioni dei fasci secondari convergono verso il punto P dove la lastra A è colpita dal fascio

⁸⁴Becquerel, Comptes rendus, 1901.

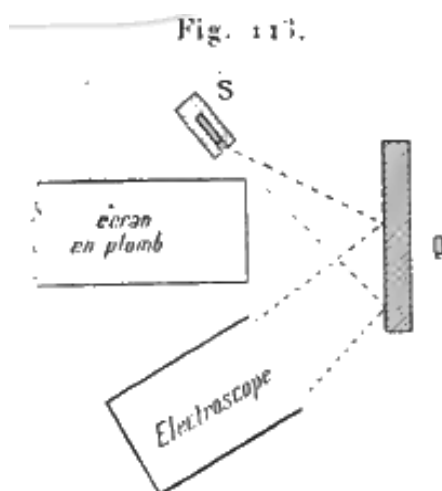
primario. In questa esperienza l'irraggiamento primario non è privo di raggi γ . La Tavola V,2, riproduce un risultato ottenuto in questo modo.



Raggi secondari prodotti dai raggi penetranti
del radio

H. Becquerel ha mostrato che i raggi secondari dei raggi β del radio sono deviati in un campo magnetico, e che sono meno penetranti dei raggi primari. Ha pure evidenziato l'emissione di un irraggiamento terziario dalle superfici che ricevono un fascio secondario.

In un studio eseguito con il metodo elettrico, M. Eve⁸⁵ ha impiegato un dispositivo sperimentale che è stato in seguito ampiamente utilizzato da altri sperimentatori (fig. 113). Una spessa lastra di piombo P è posta tra la sorgente S e l'elettroscopio E . Una lastra Q , che serve da radiatore, riceve i raggi primari della sorgente ed invia i raggi secondari nell'elettroscopio. In assenza del radiatore l'elettroscopio riceve solo i raggi γ diretti, così come i raggi secondari che si producono sulla lastra P .



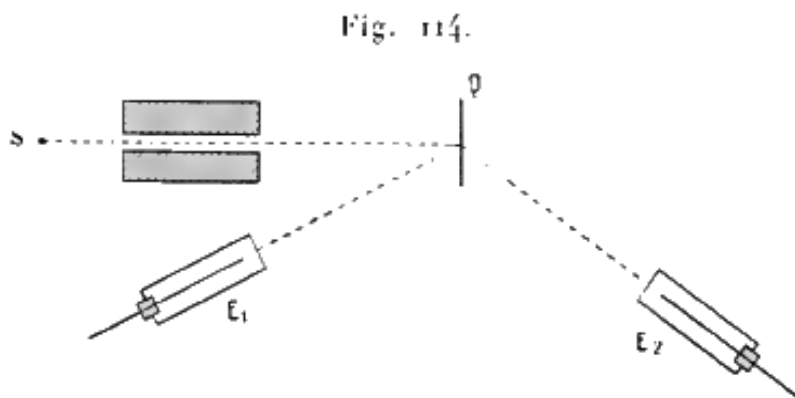
L'aumento della ionizzazione in presenza del radiatore è attribuito ai raggi secondari da questo emesso. Si può misurare il potere di penetrazione di questi ultimi mettendo degli schermi sulla superficie d'entrata dell'elettroscopio, che è costituito da un sottile foglio di alluminio. Sopprimendo i raggi primari β con uno schermo di piombo spesso posto tra sorgente e radiatore,

⁸⁵Eve, Phil. Mag., 1905.

si constatava che l'effetto secondario era ridotto al 20% del suo valore iniziale; questo residuo era considerato come effetto secondario dei raggi γ ; in altre esperienze l'effetto secondario attribuito ai raggi γ costituiva soltanto il 7% dell'effetto secondario ottenuto con la totalità dell'irraggiamento che emana dal radio contenuto in un sottile tubetto di vetro⁸⁶. L'intensità dell'effetto secondario cresce con lo spessore del radiatore fino ad uno spessore che può raggiungere qualche millimetro (radiatori in vetro od alluminio); l'effetto secondario deve quindi essere considerato come producentesi nel volume della sostanza, e non come un effetto superficiale. Il potere di penetrazione dei raggi secondari si è mostrato poco variabile con il tipo di radiatore, diversamente dall'intensità che aumentava con la densità di questo. I raggi secondari si sono mostrati in media più assorbibili di quelli primari, senza che la differenza possa essere considerata come molto significativa.

È necessario sottolineare che i raggi γ che escono da uno schermo di piombo, sono sempre accompagnati da raggi β che costituiscono il loro effetto secondario sullo schermo attraversato. Per questo motivo non è possibile distinguere nelle esperienze descritte se l'effetto secondario attribuito ai soli raggi γ non proviene in parte anche da raggi β .

La distribuzione dell'irraggiamento secondario nelle diverse direzioni è stata studiata per mezzo del seguente dispositivo⁸⁷.



La sorgente dei raggi primari, (radio), si trova in S (fig. 114); un diaframma di piombo definisce il fascio primario, le camera a ionizzazione E_1 e E_2 ricevono i raggi emessi dal radiatore Q lungo una direzione stabilita. Si trova che se il fascio primario è ricevuto con un'incidenza normale, l'intensità dell'irraggiamento riflesso varia approssimativamente come il coseno dell'angolo di emissione; quando l'incidenza del fascio primario è obliqua, l'effetto secondario massimo per i raggi riflessi avviene in una determinata direzione, posta nel piano di incidenza dall'altro lato della normale del raggio primario. La distribuzione dipende dalla natura del radiatore R . L'intensità dell'irraggiamento riflesso cresce rapidamente con lo spessore del radiatore per tendere poi asintoticamente verso un determinato limite. Le esperienze fatte con i raggi che partono dalla faccia del radiatore opposta alla sorgente, hanno mostrato che la distribuzione di questi raggi non è la stessa di quella dei raggi primari, essendo l'alterazione tanto più importante quanto il radiatore è più spesso. Esperienze analoghe sono state fatte con i raggi β omogenei dell'uranio e dell'attinio⁸⁸.

Quando un fascio di raggi β è ricevuto da una lastra fotografica, si evidenzia spesso che l'immagine prodotta si trova rafforzata se si interpone sulla traiettoria dei raggi una lamina metallica a contatto con la lastra⁸⁹; effetti di questo tipo possono essere interpretati ammettendo che i raggi uscenti dallo schermo non sono esattamente della stessa natura di quelli primari, e che alcuni di loro, almeno, sono più attivi di quelli primari, dal punto di vista radiografico,

⁸⁶Eve, Phil. Mag., 1905.

⁸⁷Mc. Clelland e Hackett, Dublin Trans., 1907.

⁸⁸Mc. Clelland, Phil. Mag., 1905.

⁸⁹Paschen, Phys. Zeit., 1904.

essendo, per esempio, più facilmente assorbiti dalla lastra; questi raggi saranno quindi sia primari che hanno subito un cambiamento di velocità, sia secondari nel vero senso del termine. Tuttavia, secondo M. Schmidt⁹⁰ l'aumento nell'immagine fotografica potrebbe spiegarsi anche con riflessioni multiple dei raggi primari tra la lastra e lo schermo. Lo studio di tale fenomeno di rafforzamento per i raggi β semplici isolati, ha mostrato che lo spessore dello schermo che si deve impiegare, affinché l'effetto secondario compensi la diminuzione dell'intensità dei raggi primari, cresce con la velocità dei raggi primari; l'immagine prodotta da questi raggi attraverso uno schermo così scelto ha la stessa intensità sia in presenza che in assenza dello schermo⁹¹.

Uno studio dell'azione del campo magnetico sui raggi primari del radio e sui loro raggi secondari è stato fatto da M. Allen⁹². Il fascio limitato da schermi è stato ricevuto in una camera a ionizzazione attraverso un'apertura. Quando il fascio era deviato, non penetrava più all'interno della camera. Prendendo come sorgente un emettitore di raggi secondari, si constatava che la velocità di questi ultimi era compresa tra $2,35$ e $2,58 \cdot 10^{10} \frac{cm}{s}$, e che mancavano i raggi di velocità molto grande; l'irraggiamento secondario non contiene quindi né raggi primari diffusi a grande velocità, né raggi a grande velocità prodotti a spese dei raggi primari. I raggi secondari più veloci sono ottenuti impiegando come radiatori metalli di grande densità.

Conformemente ai risultati precedenti si osserva che il potere di penetrazione dei raggi secondari cresce con lo spessore del radiatore e con la sua densità, ma che è in media notevolmente più piccolo di quello dei raggi primari⁹³. Il potere di penetrazione relativamente grande dei raggi secondari ottenuti con radiatori spessi, si spiega supponendo che l'irraggiamento può contenere in questo caso una maggiore proporzione di raggi proveniente da una certa profondità.

Determinando lo spessore dello schermo necessario affinché l'intensità dell'irraggiamento riflesso dalla faccia di incidenza divenga massimo, si può pure confrontare il potere di penetrazione dei raggi secondari riflessi rispetto ai primari. Si trova così che i raggi secondari prodotti dai raggi del radio attraversano al massimo spessori di piombo, di stagno e alluminio uguali rispettivamente a $0,16\text{ mm}$, $0,21\text{ mm}$ e $0,4\text{ mm}$; mentre per i raggi primari i massimi spessori attraversati sono maggiori e rispettivamente uguali a $0,9\text{ mm}$, $2,5\text{ mm}$ e 7 mm ⁹⁴.

L'alterazione di un fascio di raggi β nel passaggio attraverso uno schermo è stata studiata quantitativamente da M. Crowther⁹⁵ nelle seguenti esperienze. La sorgente radiante era costituita da uranio X che fornisce raggi β omogenei. I raggi erano canalizzati in fasci concentrati attraversanti un sistema di tubi di ottone saldati lunghi 3 cm e del diametro di $0,5\text{ cm}$ (fig. 115).

⁹⁰Schmidt, Jahrbuch d. Rad., 1908.

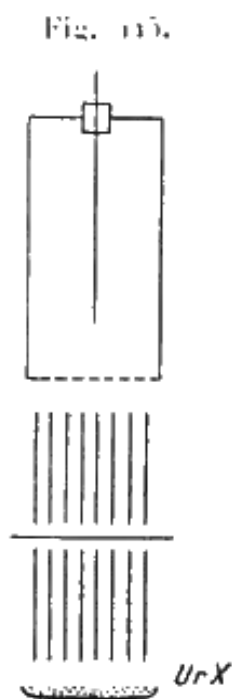
⁹¹Dobler, Ann. d. Phys., 1907.

⁹²Allen, Phys. Rev., 1906.

⁹³Starre, Le Radium, 1908.

⁹⁴Pound, Phil. Mag., 1909.

⁹⁵Crowther, Proc. Roy. Soc., 1908.



Al di sopra era posto un altro sistema simile al primo, in modo che gli assi dei tubi coincidano rispettivamente; i due diaframmi sono a $0,5\text{ cm}$ di distanza. I raggi che emanano dalla sorgente attraversano i diaframmi e penetrano in una camera a ionizzazione, dove producono una ionizzazione uguale a \mathcal{I}_0 . Quando si interpone uno schermo tra i due diaframmi, i raggi diffusi sono assorbiti dalle pareti dei tubi, e la ionizzazione osservata \mathcal{I} risulta ridotta.

La diminuzione di intensità così osservata è dovuta alla sovrapposizione di due fenomeni: l'assorbimento nella lamina e la diffusione del fascio. Quando si aumenta lo spessore dello schermo, si constata che il rapporto $\mathcal{I} / \mathcal{I}_0$ diminuisce prima molto rapidamente, poi più lentamente, e la legge di variazione tende a divenire la legge di assorbimento esponenziale ordinaria caratteristica dei raggi β dell'uranio. Sembra quindi che la diffusione avvenga in uno strato di materia ben più piccolo di quello che può produrre un assorbimento importante. Le esperienze indicano che la dispersione del fascio è completa dopo il passaggio attraverso uno spessore di materia che è uguale a $0,1\text{ mm}$ per l'alluminio. Esse portano anche ad ammettere che con uno strumento di misura che non utilizza raggi rigorosamente paralleli, la legge di decadimento dell'intensità dell'irraggiamento J in funzione dello spessore della materia attraversata x assume la forma

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 e^{-\mu x} e^{-\sigma x}$$

essendo μ il coefficiente di assorbimento ordinario e σ il *coefficiente di dispersione*. Si avrebbe, per esempio:

Per l'alluminio	$\sigma = 270$	$\mu = 21$
Per l'oro	$\sigma = 5100$	$\mu = 460$

Per tutte le sostanze studiate il rapporto $\frac{\sigma}{\mu}$ era vicino a 13; i coefficienti μ sono più alti di quelli dati dagli altri sperimentatori. La decrescenza finale secondo la legge ordinaria di assorbimento risulta dal fatto che i raggi utilizzati hanno direzioni comprese entro un cono di una certa apertura. Secondo M. Crowther non è necessario ammettere una produzione di raggi secondari assorbibili sulla superficie d'entrata degli schermi e i raggi secondari dei raggi β sono piuttosto raggi primari diffusi. Bisogna tuttavia sottolineare che nelle esperienze di Becquerel citate in precedenza, la dispersione dei raggi non sembra in generale così importante come indica M. Crowther, e che per certi raggi β del radio il fascio rimane ben definito quando i raggi hanno attraversato uno spessore di alluminio uguale a $0,1\text{ mm}$.

Ecco ancora un fenomeno che si potrebbe spiegare con una trasformazione dei raggi β nel passaggio attraverso gli schermi. H. Becquerel ha trovato che l'azione assorbente di uno schermo solido su questi raggi aumenta con la distanza dello schermo dalla sorgente, di modo che, se i raggi sono soggetti all'azione di un campo magnetico, uno schermo posto contro la sorgente radiante lascia sussistere una porzione maggiore dello spettro magnetico rispetto a quando lo stesso schermo è posto sulla lastra fotografica. Questa variazione dell'effetto assorbente dello schermo con la distanza schermo-sorgente è analoga a quella che si ha per i raggi α ; essa è stata verificata da MM. Meyer e von Schweidler, che operarono con il metodo fluoroscopico; P. Curie ed io abbiamo osservato lo stesso fatto servendoci del metodo elettrico. Le condizioni di produzione di questo fenomeno non sono ancora state studiate. Tuttavia quando il radio è racchiuso in una provetta di vetro e posto a grande distanza dal condensatore, pure racchiuso in una sottile scatola di alluminio, è indifferente porre lo schermo contro la sorgente o contro il condensatore; la corrente ottenuta è la stessa nei due casi.

L'esperienza di H. Becquerel si può spiegare ammettendo che il passaggio attraverso lo schermo ha come effetto quello di trasformare certi raggi di grande velocità in raggi più lenti incapaci di attraversare lo stesso schermo.

1.22. Teoria del passaggio dei raggi β attraverso la materia

Vediamo come i fenomeni che accompagnano il passaggio dei raggi β attraverso la materia siano complessi. Le esperienze fatte finora non ci permettono ancora di determinare con esattezza l'importanza relativa della dispersione dei raggi β primari, della loro trasformazione in raggi più lenti, e del sorgere di una emissione di raggi secondari. Tuttavia qualche tentativo è stato fatto per trattare con il calcolo questo problema complesso, adottando come base alcune semplici ipotesi.

M. Mc Clelland⁹⁶ ha ammesso che in ogni elemento di volume di un materiale assorbente vi sia produzione di un irraggiamento secondario, la cui intensità è proporzionale alla radiazione assorbita e che, comportandosi in tutti i punti come l'irraggiamento primario, si aggiunge a quest'ultimo. Se si considera la propagazione di un fascio di raggi β paralleli tra loro attraverso uno schermo di spessore D , normale alla direzione Ox del fascio, e se si trascura la dispersione dei raggi, si ottiene per la radiazione di ritorno r e la radiazione diretta R che attraversano una sezione posta a distanza x dalla faccia di ingresso, le seguenti equazioni differenziali:

$$\begin{aligned}\frac{dR}{dr} &= -\mu R + \frac{K\mu r}{2} + \frac{K\mu R}{2} \\ -\frac{dR}{dr} &= -\mu r + \frac{K\mu r}{2} + \frac{K\mu R}{2}\end{aligned}$$

dove μ indica il coefficiente di assorbimento della radiazione nell'effettivo senso di moto, e K un coefficiente che indica il rapporto nel quale l'irraggiamento assorbito è trasformato in secondario, emesso per metà nella direzione del fascio iniziale e nella direzione opposta. Le condizioni al limite sono tali che per $x = 0$, si ha $R = \mathcal{I}_0$, e per $x = D$, $r = 0$, essendo \mathcal{I}_0 l'intensità della radiazione incidente che si può assumere uguale a 1. L'integrazione di queste equazioni porta ai risultati seguenti per il valore della radiazione \mathcal{I} che attraversa la superficie di uscita, ($x = D$), di uno schermo di spessore D , e per il valore della radiazione \mathcal{I}' che attraversa in senso inverso la superficie di ingresso ($x = 0$), dello stesso schermo:

$$\begin{aligned}\mathcal{I} &= \frac{(1-p^2)e^{-\mu\sqrt{1-K}D}}{1-p^2e^{-2\mu\sqrt{1-K}D}} \\ \mathcal{I}' &= \frac{p(1-e^{-2\mu\sqrt{1-K}D})}{1-p^2e^{-2\mu\sqrt{1-K}D}}\end{aligned}$$

⁹⁶Mc Clelland, *Dubl. Trans.*, 1906.

o

$$p = \frac{2}{K} \left(1 - \frac{K}{2} - \sqrt{1 - K} \right)$$

M. Schmidt⁹⁷ giunge alla soluzione dello stesso problema nel modo seguente: l'irraggiamento di intensità i mostra in uno strato di materia di spessore dx un assorbimento reale, essendo l'intensità assorbita uguale a αdx , dove α è il *coefficiente di assorbimento* effettivo della sostanza; la porzione βdx dell'irraggiamento è riflessa all'indietro nello stesso strato, e l'irraggiamento riflesso si comporta come quello diretto; β è il *coefficiente di riflessione*. Si trascura la dispersione dei raggi. Le equazioni differenziali ottenute direttamente per l'intensità \mathcal{J} che attraversa nel verso dell'irraggiamento incidente uno schermo di spessore x , e per l'intensità \mathcal{J}' che emerge nel senso inverso dalla faccia d'entrata, sono le seguenti:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{J}}{dx} &= -(\alpha + \beta)\mathcal{J} + \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0}\beta\mathcal{J} \\ \frac{d\mathcal{J}'}{dx} &= \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0}\beta\mathcal{J} \end{aligned}$$

essendo \mathcal{J}_0 l'intensità del fascio primario.

Per una quantità $\beta \mathcal{J} dx$ di radiazione riflessa nello strato posto alla distanza x dall'ingresso dello schermo, una parte $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}$ sarà trasmessa in modo da accrescere l'intensità dell'irraggiamento di ritorno \mathcal{J}' , e una parte $\frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0}$ si aggiungerà all'irraggiamento diretto \mathcal{J} . Tenendo conto, inoltre, che per $x = 0$ l'intensità \mathcal{J}' deve ridursi a zero, e che $\frac{d\mathcal{J}'}{dx}$ deve assumere il valore $\beta \mathcal{J}_0$, si ottengono le seguenti soluzioni:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0} &= \frac{(1 - p^2)e^{-vx}}{1 - p^2e^{-2vx}} \\ \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0} &= \frac{p(1 - e^{-2vx})}{1 - p^2e^{-2vx}} \end{aligned}$$

essendo p e v due costanti dipendenti da α e β secondo le relazioni

$$\alpha = v \frac{1 - p}{1 + p} \quad \beta = v \frac{2p}{1 - p^2}$$

Le formule ottenute corrispondono esattamente a quelle di M. Mc. Clelland, se si tiene conto delle notazioni adottate per i coefficienti. Le costanti v e p possono essere determinate per via sperimentale. Per uno schermo molto spesso, si ha

$$x = \infty \quad \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0} = p$$

Di conseguenza p rappresenta la frazione dell'intensità incidente che è riflessa da uno schermo molto spesso tale da poter raggiungere l'effetto limite. D'altra parte, se $p < 1$, si può, per valori di x non troppo piccoli, impiegare la formula approssimata

$$\mathcal{J} = (1 - p^2)e^{-vx}$$

Questa formula fornisce la ben nota legge di assorbimento esponenziale; tuttavia v non è il reale coefficiente di assorbimento, ma un coefficiente complesso, che dipende da quello di assorbimento reale α e dal coefficiente di riflessione β e che si confonde con il coefficiente μ definito in precedenza.

M. Schmidt ha tentato di confrontare i risultati del calcolo con quelli sperimentali e ha trovato che la teoria indicata può rendere conto delle esperienze. I coefficienti p e v crescono con la densità del metallo. Per i metalli densi e per schermi di piccolo spessore, si può prevedere

⁹⁷Schmidt, Ann. d. Phys., 1907.

che la legge di decadimento dell'intensità trasmessa è più rapida di quella che corrisponde alla legge di assorbimento esponenziale per schermi di spessore maggiore; l'importanza relativa della riflessione nei primi strati di materia si presta a spiegare il calo iniziale dell'irraggiamento trasmesso per schermi sottili di grande densità.

Il valore p dell'irraggiamento secondario massimo riflesso da uno schermo spesso è stato determinato da diversi sperimentatori⁹⁸. I risultati numerici ottenuti da diverse parti presentano grandi scarti che dipendono probabilmente dal dispositivo sperimentale impiegato. La quantità p è una funzione crescente del peso atomico P , e manifesta inoltre un andamento periodico. Secondo M. Schmidt i coefficienti α e β da lui determinati presentano relazioni anche con la densità d e il peso atomico P ; le espressioni

$$\frac{\alpha}{d} \sqrt[3]{P} = c_1 \quad \frac{\beta}{Pd} = c_2$$

conservano valori approssimativamente costanti di modo che le quantità $\frac{\alpha}{d}$ e $\frac{\beta}{d}$ (coefficiente di assorbimento reale e coefficiente di riflessione per unità di massa) sono funzioni del solo peso atomico P . Conoscendo le costanti c_1 e c_2 si possono calcolare i valori di α , β e ν per tutti gli elementi semplici. Se si ammette che i valori dei coefficienti α e β per una molecola si deducono addizionando valori di questi stessi coefficienti per gli atomi composti, si può anche calcolare il valore di ν per una sostanza composta. M. Schmidt ha trovato un buon accordo tra i valori di ν (o di μ) così calcolati e quelli forniti dall'esperienza⁹⁹. Si può sottolineare, che in queste condizioni, l'assorbimento definito dal coefficiente μ non sarà una proprietà aggiuntiva degli atomi, contrariamente ai risultati indicati da altri osservatori.

La Tabella seguente dà, secondo M. Schmidt, il valore percentuale dell'irraggiamento secondario massimo p , ottenuto sulla superficie d'entrata di uno schermo molto spesso, con raggi omogenei dell'uranio e dell'attinio.

	Raggi β	
	dell'uranio	dell'attinio
	p	p
Mg	25,5	20,3
Al	27,0	21,8
Fe	40,8	33,4
Ni	43,4	34,3
Co	41,0	34,2
Cu	42,5	35,2
Zn	43,2	36,6
Pd	55,0	45,8
Ag	55,3	46,9
Sn	57,3	47,0
Pt	66,0	57,6
Au	68,4	58,3
Pb	68,4	58,3
Bi	70,0	60,0

Le teorie indicate non tengono conto della distribuzione dell'irraggiamento nelle diverse direzioni, e di una possibile trasformazione dei raggi primari. Le esperienze mostrano tuttavia che in molti casi il potere di penetrazione dei raggi secondari è in media inferiore a quello dei raggi primari. Tra i risultati previsti dalla teoria e quelli sperimentali si osservano divergenze, come

⁹⁸Mc. Clelland, Phil. Mag., 1905. - Eve, Phil. Mag., 1904. - Kucera, Ann. d. Phys., 1905. - Righi, Phys. Zeit., 1905. - Schmidt, Jahrbuche d. Rad., 1908.

⁹⁹Schmidt, Phys. Zeit., 1910.

era facile prevedere. Le curve ottenute dalle esperienze dipendono in larga parte dal dispositivo di misura impiegato, esperienze e questa circostanza rende difficile la loro rappresentazione mediante semplici formule.

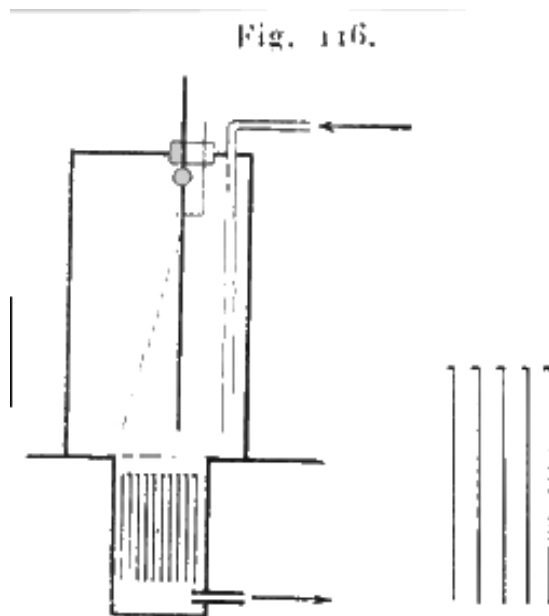
1.23. Natura dei raggi α . Deviazione magnetica ed elettrica

I raggi α costituiscono la parte più importante dell'irraggiamento delle sostanze radioattive, per quanto concerne il potere ionizzante e l'energia dell'irraggiamento. La natura di questi raggi è stata riconosciuta più tardi rispetto a quella dei raggi β , dei quali sono molto meno sensibili all'azione di un campo magnetico, e sono stati quindi inizialmente considerati come non deviabili.

La produzione di raggi α non è legata a quella dei β e γ . Il polonio emette solo raggi α ed elettroni lenti, ma non emette raggi β con velocità confrontabile o superiore a quella dei raggi catodici. Quando una sostanza radioattiva emette contemporaneamente raggi α e β , succede che i due gruppi possono essere temporaneamente separati in modo totale o parziale. I gruppi α e β dei raggi dell'uranio possono subire una separazione completa temporanea, essendo uno dei due legato all'uranio (gruppo α), e l'altro appartenente all'uranio X. Nell'irraggiamento del radio, il gruppo di raggi α che appartiene al radio stesso può essere temporaneamente separato dall'irraggiamento totale che comprende altri gruppi di raggi α , contemporaneamente ai raggi β e γ .

Le prime conoscenze acquisite sui raggi α erano basate soprattutto sullo studio del loro potere di penetrazione; i raggi α da questo punto di vista non si comportano come i raggi β . Uno studio fatto in proposito nel 1900 mi ha portato ad assimilare i raggi α a proiettili dotati di grande velocità, che subiscono una perdita di forza viva attraversando ostacoli¹⁰⁰. Parecchi scienziati hanno esposto l'opinione che i raggi α potevano essere particelle cariche positivamente e in moto rapido^{101, 102}. Questo modo di vedere è stato stabilito in modo definitivo dalle esperienze di M. Rutherford¹⁰³ che ha scoperto l'azione del campo magnetico sui raggi α .

Ecco quale è stato il dispositivo sperimentale inizialmente impiegato. I raggi emessi da uno strato sottile di sale radifero molto attivo passavano attraverso una serie di strette fenditure parallele (fig. 116), e poi attraverso un foglio di alluminio spesso 0.00034 cm ; i raggi penetravano poi in una camera a ionizzazione producendo una corrente misurabile.



¹⁰⁰Madame Curie, Comptes rendus, 1900.

¹⁰¹Strutt, Phil. Trans., 1901.

¹⁰²Crookes, Chem. New., 1902.

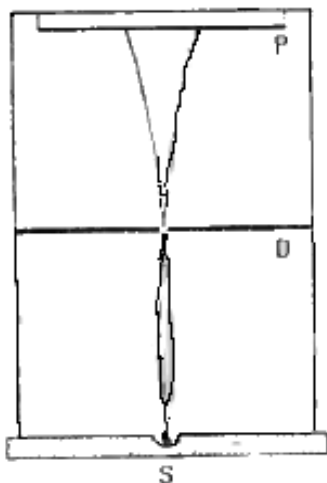
¹⁰³Rutherford, Phys. Zeit., 1902.

Le fenditure erano ottenute ponendo una serie di lastre equidistanti nelle scanalature equidistanti praticate in due lastre verticali parallele tra loro. La larghezza delle fenditure variava tra $0,042\text{ cm}$ e $0,1\text{ cm}$. Il campo magnetico essendo normale al piano del tavolo e parallelo al piano delle fenditure, i raggi erano deviati nel piano del tavolo e assorbiti dalle pareti delle fenditure. Una corrente di gas idrogeno circolante nell'apparecchiatura dall'alto verso il basso impediva all'emanazione di penetrare nella camera a ionizzazione. Si misurava la corrente ottenuta in assenza del campo, poi si ricominciava la misura assorbendo i raggi α completamente con una lamina sottile di mica; la differenza tra le correnti ottenute rappresentava l'effetto dei soli raggi α . Quando il campo magnetico era sufficientemente intenso, tutti i raggi α erano deviati. Per determinare il verso di deviazione, si impiegavano fenditure larghe 1 mm , ricoperte sulla metà della loro larghezza da una striscia di ottone; la diminuzione dell'effetto ionizzante nel momento dell'applicazione del campo magnetico dipende in questo caso dal verso del campo. Questa esperienza ha permesso di stabilire che la deviazione avviene nel verso opposto a quello che si ottiene con i raggi catodici, e che, di conseguenza, si deve ammettere che i raggi α sono carichi positivamente.

La deviazione dei raggi α in un campo magnetico è debole. Ulteriori esperienze hanno mostrato che il raggio di curvatura della traiettoria è uguale a circa 40 cm in un campo per il quale si avrebbe ottenuto un raggio di curvatura di $0,01\text{ cm}$ con i raggi catodici.

I risultati di M. Rutherford sono stati confermati da H. Becquerel¹⁰⁴ che ottenne la deviazione dei raggi α del radio e del polonio con il metodo radiografico. Questo metodo si presta molto bene allo scopo e ha reso nel seguito grandi servizi nello studio dei raggi α . La sostanza radiante era posta in un contenitore lineare (fig. 117); al di sopra della sorgente, ad una distanza di circa 1 cm , si trovava uno schermo metallico D , forato da una fenditura parallela al contenitore e posto al di sopra di esso.

Fig. 117.



Una lastra fotografica P normale alla direzione iniziale del fascio riceveva l'immagine. Il campo magnetico era normale al piano del tavolo. Invertendo il campo magnetico si ottenevano immagini lineari di grande nitidezza, corrispondenti ai soli raggi α , essendo i raggi β completamente respinti di lato da un campo così intenso rispetto a quello per loro necessario. Se la lastra fotografica, invece di essere normale al fascio, era quasi parallela alla sua direzione, si trovava riprodotta la traiettoria del fascio deviato. Una prova di questo tipo è rappresentato in figura 1, Tavola VI.

¹⁰⁴Becquerel, Comptes rendus, 1903.



Fig. 1.

In tutti i casi l'immagine è stata nitida, priva di diffusione e dispersione valutabile, e indicante che il fascio non poteva essere composto da raggi molto omogenei.

La deviazione elettrica dei raggi α è stata ottenuta da M. Rutherford¹⁰⁵ per mezzo di un dispositivo analogo a quello utilizzato per evidenziare la deviazione magnetica; i piatti che formavano le fenditure erano in questo caso fissati in lastre di ebanite; il campo elettrico era stabilito tra due piastre vicine per mezzo di una batteria di piccoli accumulatori. Quando le fenditure erano larghe $0,01\text{ cm}$ e il campo raggiungeva il valore di 10000 volt/cm , la diminuzione di intensità dell'irraggiamento prodotto dal campo era del 45% .

La natura dei raggi α era quindi determinata dall'insieme delle esperienze descritte. Le esperienze quantitative aventi per scopo la determinazione della velocità dei raggi e del rapporto carica-massa, saranno descritte nel seguito del Capitolo.

1.24. Studio dei raggi α con il metodo della scintillazione

I raggi α producono la luminosità delle sostanze fosforescenti, e il solfuro di zinco è particolarmente sensibile da questo punto di vista. La luminosità del solfuro di zinco, blenda di Sidot, per l'effetto dei raggi α non è continua, ma presenta il fenomeno molto curioso della *scintillazione* scoperto da Crookes¹⁰⁶. L'apparecchio di Crookes per l'osservazione delle scintillazioni si chiama *spintariscopio*. Esso si compone essenzialmente di un grano di sale di radio mantenuto all'estremità di un filo metallico di fronte a uno schermo al solfuro di zinco fosforescente. Il grano di radio si trova ad una piccola distanza dallo schermo ($0,5\text{ mm}$, per esempio), e lo si guarda per mezzo di una lente con la faccia dello schermo girata verso il radio. In queste condizioni l'occhio percepisce sullo schermo una reale pioggia di punti luminosi che appaiono e scompaiono continuamente. Lo schermo presenta l'aspetto di un cielo stellato. I punti brillanti sono più vicini nelle regioni dello schermo vicine al radio, e nelle immediate vicinanze di questo il lampo sembra continuo. Il fenomeno non sembra alterato da correnti d'aria; si manifesta nel vuoto, ma è soppresso da uno schermo di spessore molto piccolo, ($0,1\text{ mm}$ di alluminio), posto tra il radio e lo schermo fosforescente; si poteva quindi concludere che il fenomeno è dovuto all'azione dei raggi α più assorbibili del radio.

Si poteva immaginare che la comparsa di uno dei punti luminosi sullo schermo fosforescente fosse provocata dall'impatto di un proiettile isolato. Con questa ipotesi, si avrebbe a che fare,

¹⁰⁵Rutherford, Radioactivity.

¹⁰⁶Crookes, Chem. News, 1903.

per la prima volta, con un fenomeno in grado di consentire la distinzione l'azione individuale di una singola particella le cui dimensioni sono dello stesso ordine di grandezza dell'atomo.

L'aspetto dei punti luminosi è lo stesso di quello delle stelle o di oggetti ultra microscopici fortemente illuminati, che non producono sulla retina una immagine nitida, ma con bande di diffrazione; ciò è in accordo con l'idea che ogni punto luminoso estremamente piccolo è prodotto dall'urto con un solo atomo. Questa ipotesi è verificata da recenti lavori, nei quali il numero di particelle α ricevute da uno schermo e il numero delle scintillazioni erano determinati in modo indipendente; è stato dimostrato che si possono contare le particelle α dal numero di scintillazioni da esse prodotte.

Le scintillazioni possono essere ottenute con il radio, l'attinio, il polonio, le radioattività indotte; l'emanazione dell'attinio produce effetti particolarmente brillanti. Hanno potuto essere osservate con sostanze debolmente attive come l'uranio, il torio, la pechblenda¹⁰⁷. In questo caso si dispone sulla sostanza attiva uno schermo di materiale trasparente, ricoperto sulla faccia inferiore da un sottile strato di solfuro di zinco; le scintillazioni sono osservate con una lente, dopo essere rimasti per un certo tempo nell'oscurità più completa.

La produzione delle scintillazioni è quindi una proprietà generale dei raggi α .

Per osservare le scintillazioni si può sostituire il solfuro di zinco con la willemite, il diamante, il platinocianuro di potassio. Con il platinocianuro di bario l'osservazione è difficile, probabilmente a causa di una persistenza troppo grande dell'effetto luminoso.

Si può evidenziare che il solfuro di zinco è molto sensibile agli urti, che possono facilmente produrre effetti luminosi che accompagnano, secondo Becquerel, le impurità dei cristalli.

Si può usare la scintillazione per osservare con una certa precisione la distanza alla quale si estende l'azione dei raggi α . Il fenomeno delle scintillazioni è particolarmente caratteristico per i raggi α ; tuttavia è stato possibile osservarlo solo marginalmente con i raggi β .

1.25. Assorbimento dei raggi α

Le prime esperienze sull'assorbimento dei raggi α da parte della materia, hanno mostrato che essi hanno proprietà molto diverse da quelle dei raggi β .

Il polonio si presta in modo particolare allo studio dei raggi α poiché non emette altri tipi di radiazione. Ho studiato l'assorbimento dei raggi del polonio con un metodo elettrico¹⁰⁸. Ho trovato che i raggi del polonio dono tanto più assorbibili quanto più è grande lo spessore del materiale attraversato. Questa singolare legge di assorbimento è contraria a quella che si conosce per gli altri irraggiamenti.

L'esperienza era disposta nel modo seguente: i due piatti di un condensatore PP e $P'P'$ (fig. 118) sono orizzontali e protette da una scatola metallica $BBBB$ messa a terra. Il corpo attivo A . posto in un contenitore metallico spesso $CCCC$ facente corpo con il piatto $P'P'$, agisce sull'aria del condensatore attraverso una tela metallica T ; i raggi che attraversano la tela sono utilizzati solo per la produzione di corrente, fermandosi il campo elettrico alla tela. Si può far variare la distanza AT del corpo attivo dalla tela. Il campo tra i piatti era stabilito mediante una pila; la misura della corrente avviene tramite un elettrometro e un quarzo piezoelettrico. Ponendo in A sul corpo attivo diversi schermi e modificando la distanza AT , è possibile misurare l'assorbimento dei raggi che nell'aria seguono percorsi più o meno lunghi.

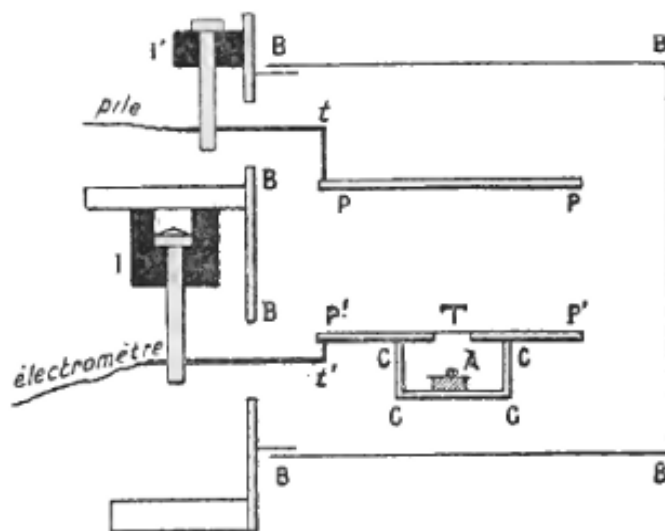
Ecco i risultati ottenuti con il polonio:

Per un certo valore della distanza AT (4 cm e oltre), non passa alcuna corrente: i raggi non penetrano nel condensatore. Quando si diminuisce la distanza AT , la comparsa di raggi nel condensatore avviene in modo molto rapido, di modo che, per una piccola diminuzione della distanza, si passa da una corrente molto piccola ad una notevole; poi la corrente cresce con regolarità quando si continua ad avvicinare il corpo radiante alla tela T .

¹⁰⁷Glew, Arch. Röntgen Ray. 1904.

¹⁰⁸Madame Curie, Comptes rendus, 8 gennaio 1900.

Fig. 118.



Quando si ricopre la sostanza radiante con una lamina di alluminio laminato dello spessore di $\frac{1}{100}$ mm, l'assorbimento prodotto dalla lamina cresce con il crescere della distanza AT . Se si pone sulla prima lamina di alluminio una seconda lamina simile, ogni lamina assorbe una frazione dell'irraggiamento che riceve, e questa frazione è più grande per la seconda. di modo che quest'ultima appare più assorbente.

Nella Tabella seguente, si è messo: nella prima linea, le distanze in centimetri tra il polonio e la tela T ; nella seconda linea, la percentuale di raggi trasmessi da una lamina di alluminio: nella terza linea, la percentuale di raggi trasmessi dalle due lamine dello stesso alluminio.

Distanza AT	3,5	2,5	1,9	1,45	0,5
% raggi trasmessi da una lamina	0	0	5	10	25
% raggi trasmessi da due lamine	0	0	0	0	0,7

In un'altra esperienza si sono ottenuti i seguenti valori

Distanza AT in centimetri	0	1,5	2,6
% raggi trasmessi dallo schermo	76	66	39

In queste esperienze, la distanza delle piastre P e P' era di 3 cm . Si vede che l'interposizione della lamina di alluminio riduce l'intensità dell'irraggiamento in proporzione maggiore nelle regioni lontane rispetto a quelle più vicine.

L'effetto è ancora più marcato quando la distanza delle piastre è di soli $0,5\text{ cm}$; la frazione dell'irraggiamento trasmesso dalla lamina di alluminio è in questo caso del 47% , e, attraverso due lamine, è del 5% dell'irraggiamento iniziale.

Così, per i raggi del polonio la frazione dell'irraggiamento assorbita da uno schermo dato cresce con lo spessore del materiale attraversato, ma ciò avviene soprattutto a partire da un certo valore della distanza AT . Quando questa distanza è nulla (il polonio è a contatto con AT , dentro o fuori il condensatore), si ha che, parecchi schermi identici molto sottili e sovrapposti, assorbe ciascuno la stessa frazione dell'irraggiamento che riceve; cioè, l'intensità dell'irraggiamento diminuisce allora secondo una legge esponenziale in funzione dello spessore della materia attraversata, come per un irraggiamento omogeneo e trasmesso dalla lamina senza cambiamento di natura. Tuttavia, i risultati ottenuti possono dipendere in una certa misura dal dispositivo sperimentale impiegato. Ecco alcuni risultati numerici relativi a queste esperienze:

Per una distanza $AT = 1,5\text{ cm}$, uno schermo in alluminio sottile trasmette la frazione $0,51$ dell'irraggiamento che riceve quando è da solo, e la frazione $0,34$ quando è preceduto da un altro schermo simile al suo. Al contrario, per una distanza $AT = 0$, questo stesso schermo

trasmette nei due casi considerati la stessa percentuale dell'irraggiamento che riceve e questa parte è uguale a 0,71; essa è quindi maggiore del caso precedente.

Ecco, per una distanza $AT = 0$, e per una successione di schermi sovrapposti molto sottili, valori che indicano per ogni schermo il rapporto tra l'irraggiamento trasmesso e quello ricevuto:

Serie di 9 fogli di rame molto sottili	Serie di 7 fogli di alluminio molto sottili
0,71	0,69
0,78	0,94
0,75	0,95
0,77	0,91
0,70	0,92
0,77	0,93
0,69	0,91
0,79	
0,68	

I valori di ogni colonna si possono considerare come costanti; soltanto il primo numero della colonna relativa all'alluminio indica un assorbimento maggiore di quello indicato dai valori seguenti.

I raggi α del radio si comportano come i raggi del polonio. Si possono studiare approssimativamente solo eliminando i raggi molto più deviabile β , mediante un campo magnetico; i raggi γ sembrano, infatti, poco importanti rispetto ai raggi α . Tuttavia, si può operare in tal modo solo a partire da una certa distanza dalla sorgente radiante. Ecco i risultati di una tale esperienza. Si misurava la frazione dell'irraggiamento trasmesso da una lamina di alluminio di 0,01 mm di spessore; questa lamina era posta sempre nello stesso posto, al di sopra e a piccola distanza dalla sorgente radiante. Si osservava, per mezzo dello strumento di figura 94, la corrente prodotta nel condensatore per diversi valori della distanza AD , con e senza la lamina.

Distanza AD	6,0	5,4	3,4
% dei raggi trasmessi dall'alluminio	3	7	24

Sono ancora i raggi che vanno più lontani nell'aria che sono maggiormente assorbiti dall'alluminio. Vi è quindi una grande analogia tra la parte assorbibile α dell'irraggiamento del radio e i raggi del polonio.

L'arresto dei raggi α in aria avviene ad una distanza dalla sorgente uguale a circa 7 cm.

La modalità di assorbimento dei raggi α li differenzia nettamente dai raggi β ; richiama l'idea di proiettili che esauriscono la loro velocità attraversando la materia. Questi proiettili costituiscono tuttavia raggi in grado di attraversare gli schermi senza diffusione osservabile e mostrando ombre geometriche perfette.

Esperienze dello stesso tipo sono state descritte da M. Rutherford e da Miss Brooks¹⁰⁹; la sostanza attiva era posta in un condensatore a piatti e ponendo schermi di alluminio sottile direttamente sulla sostanza; si impiegava il polonio o il radio al minimo di attività, cioè privato temporaneamente dei raggi diversi dagli α . La legge di assorbimento ottenuta con il radio non si discosta molto dalla forma esponenziale, anche se il potere di penetrazione diminuisce al crescere del materiale attraversato. Per il polonio quest'ultimo effetto è molto più marcato, e la decrescenza dell'irraggiamento è più rapida di quanto indicherebbe una legge esponenziale.

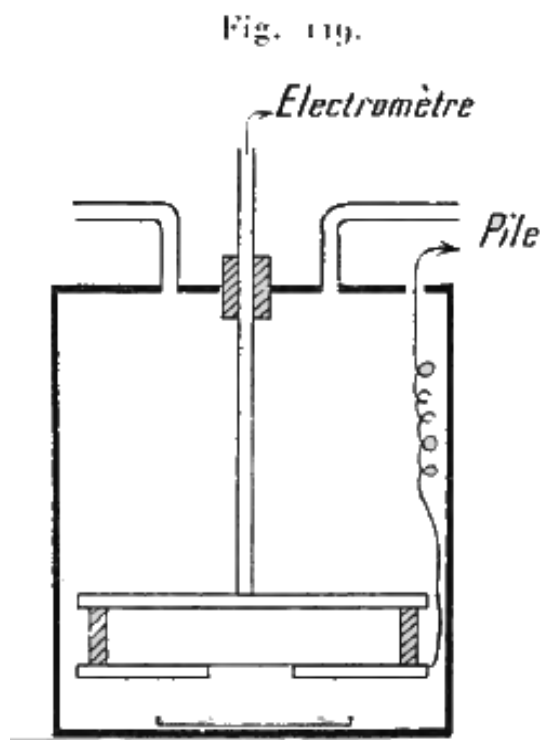
La forma delle curve di assorbimento ottenute con i raggi α dipende dal dispositivo sperimentale impiegato, in particolare dallo spessore dello strato attivo e dei limiti entro i quali varia l'obliquità dei raggi utilizzati. I raggi α di diverse sostanze penetrano nell'aria a diverse distanze (7 cm per il radio e 4 cm per il polonio).

¹⁰⁹Rutherford e Miss Brooks, Phil. Mag., 1902.

Le curve di assorbimento ottenute da M. Rutherford e Miss Brooks per i raggi α dell'uranio, del torio, del radio, del polonio, dei depositi attivi del torio e del radio, hanno un andamento esponenziale; la materia assorbente era alluminio, e lo spessore massimo impiegato è stato di $0,017\text{ mm}$. Le emanazioni erano trasportate da una corrente d'aria per evitare l'attivazione degli strumenti di misura, Il potere di penetrazione dei raggi di diverse sostanze decresce nell'ordine seguente:

Radioattività indotta del torio
Radioattività indotta del radio
Torio
Radio
Polonio
Uranio

L'assorbimento dei raggi α da parte dei gas è stato studiato da M. Rutherford¹¹⁰.



I raggi emanati dalla sostanza attiva (fig. 119) attraversavano un sottile foglio di alluminio ed erano raccolti in un condensatore a piastre, la cui distanza dalla sostanza attiva poteva essere modificata a piacere. Tutto lo strumento era racchiuso in un scatole sigillata nella quale si introduceva il gas da studiare. La superficie attiva, essendo molto estesa, era considerata come indefinita. Se l'irraggiamento ricevuto nel condensatore diminuisce secondo una legge esponenziale in funzione della distanza, questo irraggiamento ha un valore proporzionale a $e^{-\mu x}$ all'ingresso del condensatore, e un valore proporzionale a $e^{-\mu(x+d)}$ sulla faccia opposta, indicando con μ il coefficiente di assorbimento e con d la distanza tra le piastre. Di conseguenza, l'irraggiamento utilizzato è proporzionale a $e^{-\mu r} (1 - e^{-\mu d})$, e decresce poi secondo una legge esponenziale quando si fa variare la distanza x tra il condensatore e la materia attiva.

La legge di assorbimento ottenuta si avvicina infatti ad una legge esponenziale. Ecco i valori che si misurano in diversi gas alla distanza x alla quale l'irraggiamento dell'ossido di uranio è ridotto della metà:

¹¹⁰Rutherford, Radioactivity.

Gas	CO_2	$x = 3\text{ mm}$
Gas	Aria	4,3
Gas	CO	7,5
Gas	H_2	16

I valori che misurano nell'aria la distanza x alla quale l'irraggiamento α di diverse sostanze attive è ridotto della metà sono i seguenti

Uranio	$x = 4,3\text{ mm}$
Radio	7,5
Torio	10
Radioattività indotta dal torio e radio	16,5

Questi valori possono essere utilizzati solo a titolo indicativo, poiché possono variare con la strumentazione utilizzata.

1.26. Metodo di MM. Bragg e Kleemann per lo studio dei raggi α

Le esperienze descritte nella sezione precedente, hanno mostrato che l'irraggiamento del polonio è fortemente limitato in aria ad una distanza molto approssimativamente uguale a 4 cm , e che l'irraggiamento α del radio forma pure attorno alla sostanza una guaina che si estende ad una distanza di 7 cm . Queste esperienze hanno mostrato che il potere ionizzante dei raggi α tende ad annullarsi ad una distanza di alcuni centimetri dalla sorgente, e ciò indica che i raggi hanno subito una perdita di energia cinetica lungo il loro cammino e tale perdita può essere attribuita all'energia necessaria alla produzione della ionizzazione del gas. Si vedrà poi, che il numero di ioni prodotta da una particella α lungo il suo cammino nel gas è molto elevato e dell'ordine di 200000; il lavoro per la ionizzazione può quindi rappresentare una importante perdita di energia.

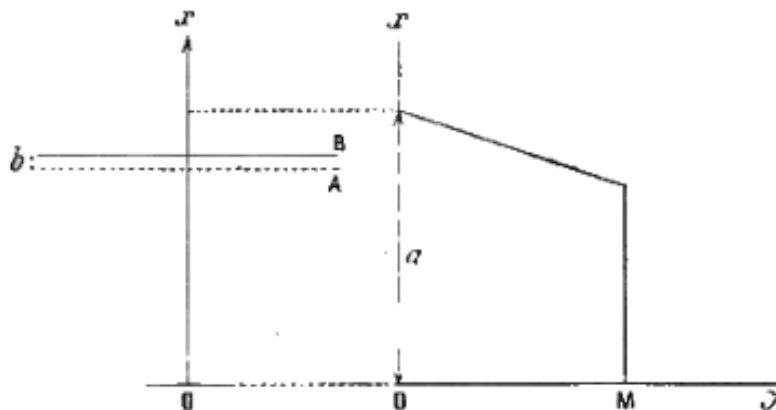
MM. Bragg e Kleemann¹¹¹ ha avanzato l'ipotesi che i raggi α emessi da una sostanza radioattiva semplice possiedano tutti la stessa velocità iniziale, e che siano, di conseguenza, in grado di produrre la ionizzazione dell'aria lungo una stessa distanza assegnata a che si chiama *cammino*. Solo i raggi α emessi dalla superficie della materia attiva possono percorrere il cammino a ; i raggi provenienti da una profondità z subiscono una perdita di energia attraversando la materia; si ammette che questa perdita di energia si traduca in una diminuzione del cammino restante nell'aria, e che questa diminuzione proporzionale a z possa essere indicata con ρz , essendo ρ un coefficiente detto *coefficiente di riduzione*; nella teoria iniziale si considerava che ρ rappresentasse il rapporto tra la densità della materia attraversata e la densità dell'aria. Si suppone ancora, conformemente alle indicazioni dell'esperienza, che un fascio di raggi α attraversi la materia senza subire una dispersione osservabile e che, di conseguenza, la traiettoria dei raggi nell'aria sia rettilinea.

Consideriamo un fascio di raggi α paralleli emessi da uno strato di materia di spessore l sufficientemente piccolo perché i raggi provenienti dal fondo dello strato possano ancora penetrare nell'aria, cioè affinché si abbia $\rho l < a$, e esaminiamo come varia la ionizzazione nell'aria ad una distanza x dalla superficie dello strato attivo. Per misurare questa ionizzazione si fanno entrare i raggi in un condensatore a piastre molto vicine, e dove il piatto A è formato da una tela metallica (fig. 120); indicheremo con x la distanza variabile dalla piastra A alla materia attiva e con b la distanza tra le piastre (profondità della camera a ionizzazione). Non si osserverà alcuna corrente nel condensatore quando si avrà $x > a$. Supponiamo che il potere di ionizzazione di un raggio rimanga costante per tutta la lunghezza del percorso. Se si considerano le distanze inferiori a $a - \rho l$, il numero di raggi α che attraversano ogni piano parallelo alla superficie attiva rimane costante, e la ionizzazione nella camera conserva un valore costante OM . Quando x supera la distanza $a - \rho l$, i raggi provenienti dagli strati più profondi iniziano a non attraversare più la camera; uno spostamento uguale a dx sopprime l'azione dei raggi che provengono da uno

¹¹¹Bragg e Kleemann, Phil. Mag., 1904 e 1905.

spessore $\frac{dx}{\rho}$ dello strato attivo; la riduzione di ionizzazione che ne risulta è quindi proporzionale a $\frac{nNdx}{\rho}$, se si indica con N il numero di raggi emessi dallo strato attivo per unità di spessore, e con n il numero di ioni prodotti da ogni raggio per unità di lunghezza della traiettoria.

Fig. 120.



Fintanto che i raggi estremi raggiungono il piatto superiore, la ionizzazione tra i piano che corrispondono alle ordinate x e $x + ab$ è misurata dall'espressione

$$\mathcal{J} = \int_x^{x+b} nN \frac{(a-x)}{\rho} dx = \frac{nNb}{\rho} \left(a - \frac{b}{2} - x \right)$$

La ionizzazione decresce quindi in funzione della distanza secondo una legge lineare, essendo il coefficiente angolare della retta proporzionale a $\frac{nNb}{\rho}$.

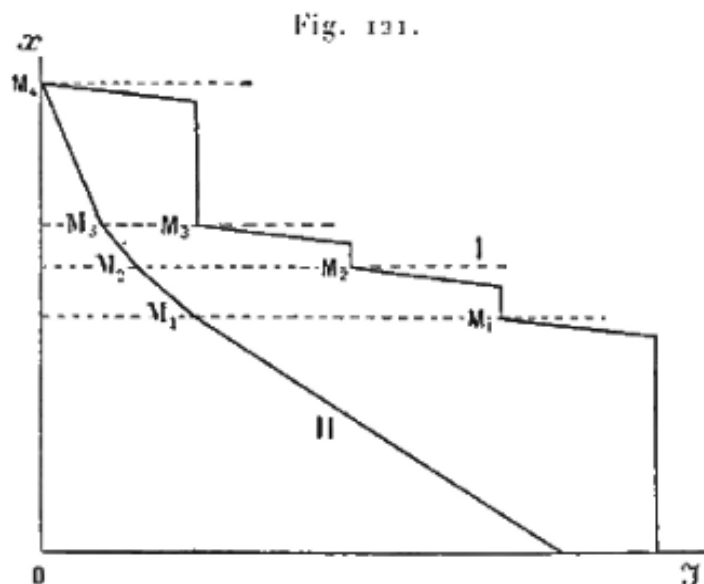
Quando i raggi estremi non raggiungono più il piatto superiore, la ionizzazione è data dalla formula

$$\mathcal{J} = \int_x^a nN \frac{(a-x)}{\rho} dx = \frac{nN}{2\rho} (a-x)^2$$

La variazione di \mathcal{J} in funzione di x è allora rappresentata da un arco di parabola; tuttavia quando si impiega una camera a ionizzazione molto stretta, questa porzione di curva è poco importante.

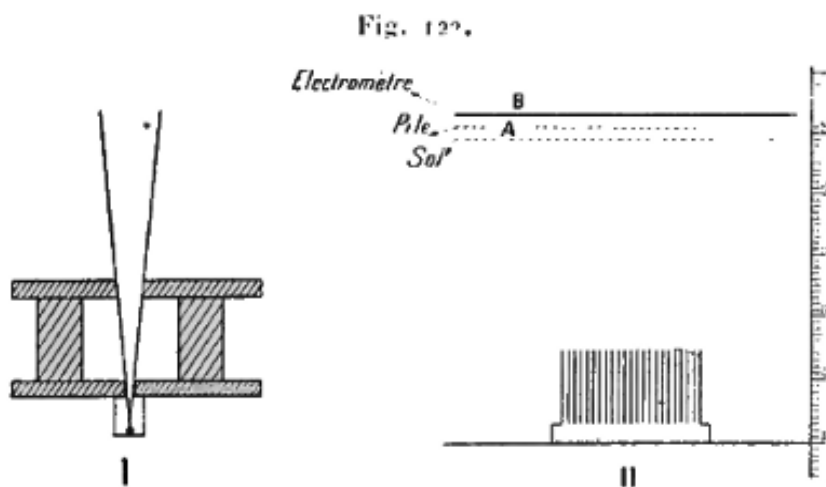
Supponiamo che la materia attiva produca una emissione di numerosi gruppi di raggi α , dove ognuno è omogeneo e si comporta secondo la teoria esposta; supponiamo inoltre che i cammini dei raggi di diversi gruppi non siano molto vicini tra loro e che ρ abbia lo stesso valore per tutti i gruppi. Si potrà allora scegliere lo spessore dello strato attivo di modo che, per ogni fascio, il tragitto restante dei raggi provenienti dalla superficie, sia più breve di quello dei raggi provenienti dal fondo per il fascio che viene poi nell'ordine delle velocità crescenti di emissioni. La ionizzazione \mathcal{J} varia in questo caso in funzione di x secondo una legge curva rappresentativa comprendente parti rettilinee di intensità costante, separate da parti rettilinee di decrescenza lineare. Se si ammette che ogni gruppo comprende lo stesso numero di raggi, e che il potere ionizzante dei raggi di diversi gruppo sia lo stesso, i segmenti di rette inclinate avranno tutte le stesse inclinazioni corrispondenti al valore comune di $\frac{nNb}{\rho}$ e le stesse lunghezze corrispondenti ai valori, uguali tra loro, delle differenze di traiettoria effettuate in aria dai raggi provenienti dal fondo e dalla superficie dello strato attivo per ogni fascio.

La figura 121 è stata costruita ammettendo che la sostanza attiva emetta quattro gruppi di raggi α per i quali le ipotesi precedenti risultano verificate.



Le ordinate dei punti M_1, M_2, M_3, M_4 (fig. 121, I) misurano i cammini dei raggi di diversi gruppi nell'ordine delle velocità crescenti di emissione. Questo caso è approssimativamente ottenuto per l'emissione α del radio in equilibrio con l'emanazione e la radioattività indotta.

Ecco quale era il dispositivo sperimentale utilizzato per verificare le previsioni teoriche. Era necessario impiegare raggi normali alla superficie attiva S . Per questo l'irraggiamento emesso dalla sorgente era limitato mediante un opportuno diaframma. Il diaframma inizialmente impiegato è rappresentato nella figura 122, I; poi si è preferito formarlo mediante un grande numero di piccoli tubi ravvicinati aventi, per esempio, 1 cm di lunghezza e 2 mm di diametro (fig. 122, II). L'impiego del diaframma impedisce evidentemente di perseguire le misure fino alla superficie attiva. Per misurare la ionizzazione si collega il piatto B all'elettrometro e quello A alla batteria. È utile disporre nelle vicinanze di A a fianco della sorgente una tela metallica collegata a terra, destinata ad assorbire gli ioni che, prodotti tra la sorgente e A , potrebbero penetrare per diffusione nella camera AB . La profondità della camera è da 1 mm a 2 mm . La necessità di isolare raggi normali riduce di una grande percentuale l'intensità dell'irraggiamento, ed è necessario impiegare una sorgente molto attiva o uno strumento molto sensibile.

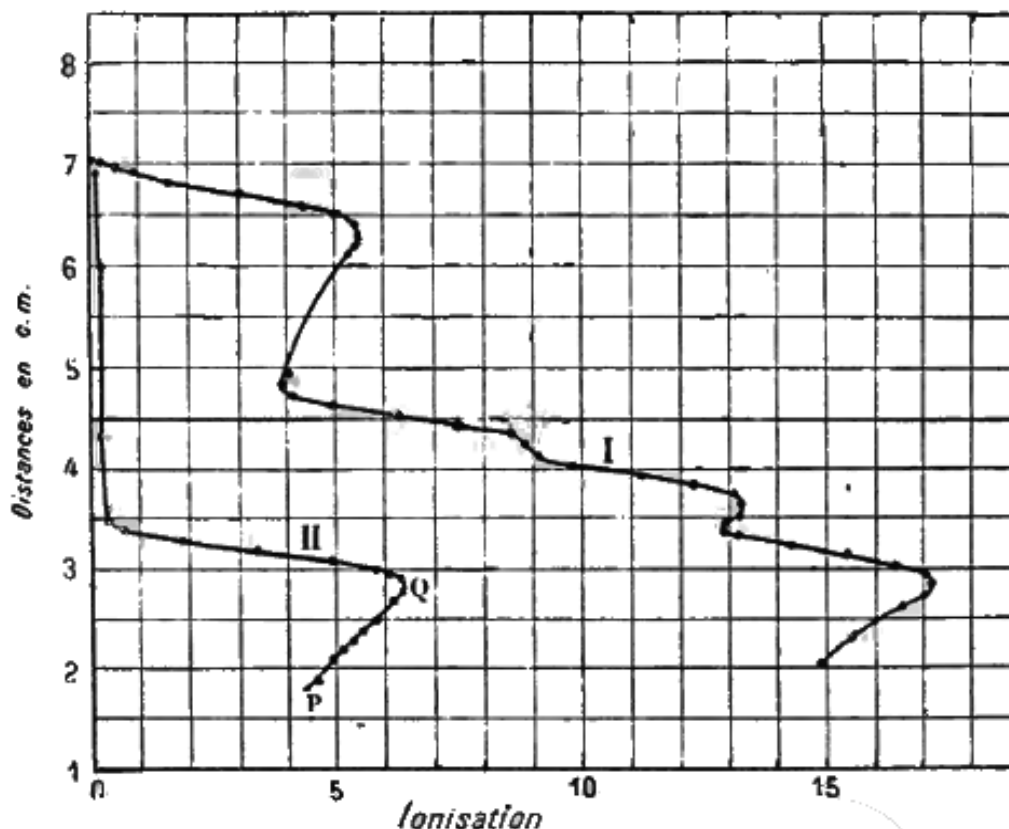


L'applicazione di questo metodo di ricerca allo studio dell'irraggiamento α del radio ha permesso a MM. Bragg e Kleemann di verificare negli aspetti principali l'esattezza delle previsioni teoriche e porre in evidenza il fatto importante che il radio emette quattro gruppi di raggi α che si distinguono tra loro per la velocità di emissione. Inoltre l'esperienza ha mostrato che

questi gruppi possono essere separati, e che ognuno di loro appartiene ad una sostanza radioattiva distinta ai sensi della teoria di disintegrazione degli elementi radioattivi. Alcune ipotesi avanzate nella teoria iniziale hanno dovuto tuttavia essere modificate.

La figura 123, I rappresenta la curva ottenuta con il radio in equilibrio radioattivo. Essa indica l'esistenza di quattro gruppi di raggi che fanno in successione la loro comparsa mentre ci si avvicina alla sostanza attiva. I cammini dei raggi di diversi gruppi sono $3,5\text{ cm}$ $4,23\text{ cm}$ $4,83\text{ cm}$ $7,06\text{ cm}$. Quest'ultimo valore è in accordo con la valutazione fatta in precedenza della distanza alla quale i raggi α del radio si fermano in aria. La ionizzazione che permane ad una distanza superiore a 7 cm è piccola; essa è attribuibile ai raggi β e γ del radio.

Fig. 123.



Il gruppo dei raggi α il cui cammino è minore proviene dal radio stesso. Infatti, se si elimina l'emanazione del radio con un riscaldamento molto intenso e prolungato (più di 3 ore), in modo da estinguere la radioattività indotta, rimane solo questo gruppo di raggi, e si ottiene allora la curva II (fig. 123). Questa curva assume l'andamento generale previsto nella figura 120 per un gruppo di raggi omogeneo. Tuttavia la parte rettilinea verticale è sostituita da una parte inclinata PQ . Se si ammette, tuttavia, che vi è corrispondenza tra queste due parti e che il numero dei raggi rimane costante nella regione PQ , allora le ascisse in questa regione rappresentano il potere ionizzante medio del fascio ad una distanza x dalla superficie attiva. Non si può quindi più considerare che questo potere ionizzante sia lo stesso lungo l'intero percorso, ma si è portati ad ammettere che aumenti con la distanza già percorsa e che sia massimo verso la fine del percorso. Lo stesso effetto può essere constatato per tutti i gruppi di raggi del radio come si vede nella figura 123, I. Trascurando gli scarti che possono derivare da questa causa, ci si deve aspettare che le ionizzazioni prodotte dai diversi fasci siano uguali, se il numero delle particelle α è lo stesso in ogni fascio. Questa previsione si trova verificata in modo approssimato, essendo le ascisse che corrispondono ai massimi di \mathcal{I} nel rapporto $1 : 2 : 3 : 4$.

La separazione dei fasci è tanto più marcata quanto lo strato di materia radiante è più sottile; quando non è sufficiente, non si possono distinguere i fasci di percorsi vicini $4,23\text{ cm}$ e $4,83\text{ cm}$. Per ottenere uno strato sottile si vaporizza una soluzione estesa di sale radifero su una

piastra metallica. Tuttavia, esaminando la superficie attiva al microscopio, si constata sempre che il sale è raccolto in piccoli cristalli, e non sembra possibile ottenere così uno strato uniforme di spessore molto piccolo.

Quando lo strato di materia radifera è più spesso, si ha una diminuzione della ionizzazione tallonandosi dalla sostanza attiva. La curva $\mathcal{I} = f(x)$, prevista dalla teoria, è allora quella della figura 121, II, corrispondendo le ordinate dei punti M_1, M_2, M_3, M_4 ai percorsi dei fasci, e stando le inclinazioni dei quattro segmenti di retta nel rapporto $1 : 2 : 3 : 4$. Infatti, il segmento M_4M_3 corrisponde alla scomparsa di un solo fascio, e la sua inclinazione è caratterizzata dal coefficiente $\frac{nNb}{\rho}$, il segmento M_3M_2 corrisponde alla scomparsa di due fasci e all'inclinazione $\frac{2nNb}{\rho}$, ecc. Curve che richiamano la linea poligonale teorica sono state ottenute da MM. Bragg e Kleemann.

Il fascio di raggi α il cui percorso è maggiore ($7,06\text{ cm}$) è dovuto al deposito attivo del radio, poiché persiste dopo un forte riscaldamento ma di breve durata, che elimina l'emanazione senza ottenere la eliminazione del deposito attivo; questo fascio scompare in questo caso rapidamente durante la prima mezzora dopo il riscaldamento; è dovuto al componente radio C del deposito attivo, componente che può essere isolato.

Gli altri due gruppi di raggi α possono essere attribuiti all'emanazione del radio e al primo componente del deposito attivo, il radio A; esso è la materia radioattiva alla quale è attribuita la decrescenza iniziale molto rapida dell'irraggiamento totale ottenuto per la radioattività indotta, mentre il radio C è la materia il cui irraggiamento α può essere osservato per tempi superiori ad una mezzora a partire dall'inizio della disattivazione.

Il metodo impiegato da MM. Bragg e Kleemann per l'analisi dell'irraggiamento α del radio è stato in seguito applicato da numerosi sperimentatori allo studio dei raggi α emessi da altri corpi radioattivi. Si sono ottenuti i seguenti risultati:

Il polonio emette un solo gruppo di raggi α il cui percorso nell'aria è uguale a $3,86\text{ cm}$ ¹¹².

L'attinio emette quattro (o cinque) gruppi di raggi α che possono essere attribuiti ai diversi prodotti della sua disintegrazione (si veda Cap. XV).

Il torio emette cinque o sei gruppi di raggi α dei quali uno gli appartiene verosimilmente, mentre gli altri cinque appartengono ai prodotti della sua disintegrazione (si veda Cap. XIV).

L'esperienza è favorevole a coloro che sostengono che l'emissione di un solo gruppo di raggi α caratterizza una sostanza semplice, e che l'emissione di più gruppi sia indice di una composizione complessa della sostanza attiva. Questa opinione risulta dalla separazione che si può realizzare tra diversi gruppi di raggi α emessi dalle sostanze primarie, e che hanno, in generale, portato ad attribuire ogni gruppo ad una sostanza chimicamente distinta.

La lunghezza del percorso nell'aria, a pressione e temperatura normali, è un dato caratteristico per un gruppo di raggi α . In quanto detto, il percorso è stato definito tramite la distanza alla quale si estende in aria l'azione ionizzante dei raggi; tuttavia l'esperienza ha mostrato che altre proprietà dei raggi possono essere osservate solo fino ad un certo limite che è approssimativamente lo stesso in tutti i casi. Sembra quindi esistere uno stretto legame tra le diverse proprietà della particella α ; in virtù di questo legame le procedure di indagine che consistono nel decelerare la presenza di particella tramite la produzione di ioni, la produzione di scintillazione, l'effetto radiografico o il trasporto di carica elettrica appaiono equivalenti, almeno in prima approssimazione.

1.27. Curva di ionizzazione dei raggi α

La curva $I = f(x)$ che dà, secondo il metodo di Bragg e Kleemann, il valore della ionizzazione I in funzione della distanza x dalla superficie attiva, sarà chiamata, in forma abbreviata, *curva di ionizzazione dei raggi α* .

Le ordinate x di questa curva rappresentano le distanze dalla superficie dello strato attivo, supposto piano e molto sottile; le ascisse I rappresentano, per raggi all'incirca normali alla

¹¹²Levin, Phys. Zeit., 1906.

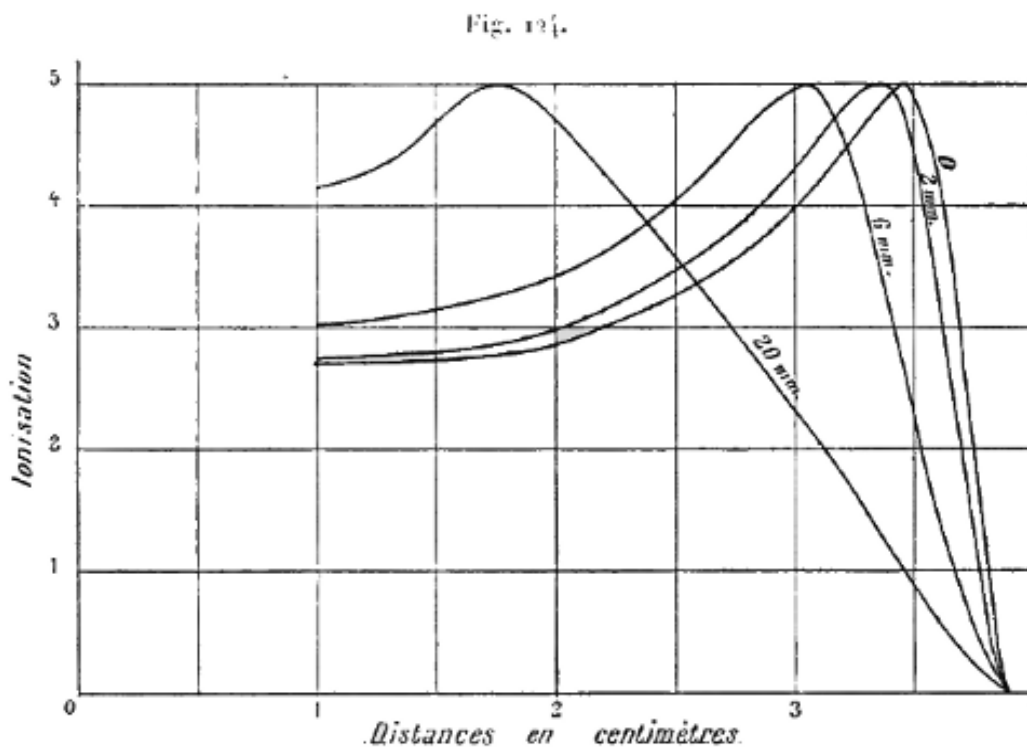
superficie attiva, il numero di ioni prodotti tra due piani, paralleli a questa superficie, e distanti tra loro b , e avente come ordinate $x - \frac{b}{2}$ e $x + \frac{b}{2}$. Si può quindi considerare che I è la ionizzazione media per unità di lunghezza; finché il numero di particelle rimane costante, è anche il valore medio del potere di ionizzazione nella regione compresa tra i due piani che limitano la camera di ionizzazione. Può apparire preferibile portare x in ascisse e I in ordinate.

Lo studio della curva di ionizzazione presenta un notevole interesse. Abbiamo visto che la ionizzazione I cresce con x e passa per un massimo per un dato valore di questa distanza; il massimo è seguito da una decrescenza molto rapida. Un esame attento delle curve sperimentali mostra che l'interpretazione teorica della loro forma presenta ancora qualche incertezza. Per accertarsene, è utile discutere in quale modo la forma della curva dipenda dalle condizioni sperimentali.

Si può dapprima sottolineare che i raggi non possono essere rigorosamente normali alla superficie attiva. Il valore misurato di I corrisponde in realtà a raggi la cui inclinazione sulla normale varia entro certi limiti. Tuttavia l'effetto dell'obliquità diviene molto piccolo quando si realizza una canalizzazione precisa del fascio. Così per un raggio emesso normalmente e per un raggio emesso in una direzione che forma con la normale un angolo uguale a $0,1$ o $5,7^\circ$, le distanze limite x che possono essere raggiunte differiscono solo per lo $0,005\%$ del percorso a supposto identico nei due casi; ne risulta che per questi raggi le parti uguali della loro traiettoria che corrispondono ad una stessa distanza media x possono essere, in generale, considerate come corrispondenti entro un grado sufficiente di approssimazione.

Consideriamo ora l'influenza della profondità b della camera di ionizzazione. A causa della variazione del potere ionizzante con x , non è facile trattare questo caso con un approccio teorico, ma lo si può discutere sulla base dei dati sperimentali. Il valore di I che si avrebbe con una camera a ionizzazione della profondità di $b = 2\text{ mm}$ e per $x = x_1$ è evidentemente la somma dei valori di I ottenuti con una camera con $b = 1\text{ mm}$ per $x = x_1 - 0,5\text{ mm}$ e $x = x_1 + 0,5\text{ mm}$. Se si è ottenuta la curva di ionizzazione sperimentale relativa a una data sostanza servendosi di una camera per la quale $b = 1\text{ mm}$, si potrà poi costruire le curve di ionizzazione ottenibili con camere con $b = 2\text{ mm}, 3\text{ mm}$, ecc. Ponendo in ascisse il valore di b e in ordinate quello di $\frac{I}{b}$ che corrisponde ad una stessa distanza x ; i punti ottenuti si dispongono su una curva, che permette di dedurre per estrapolazione il valore di $\frac{I}{b}$ ottenibile con una camera infinitamente stretta $b = 0$. Rifacendo questa costruzione per diverse distanze x , si può costruire la curva di ionizzazione limite che corrisponde ad una profondità trascurabile della camera, a parità di dispositivo sperimentale. L'esempio di una tale operazione è data nella figura 124; le curve dedotte da una stessa curva sperimentale e corrispondenti a diversi valori di b presenti sulla figura, sono state costruite ciascuna ad una diversa scala per I , in modo da rendere uguali i valori massimi di I . Si vede che la diminuzione di b fa aumentare la distanza ξ che corrisponde al massimo e a ridurre la distanza $a - \xi$ sulla quale I decresce dopo il suo valore di massimo fino al valore 0. Si vede anche che sulla curva corrispondente a $b = 0$ la distanza $a - \xi$ è di circa 5 mm . La sostanza attiva era il polonio depositato su una lamina metallica in uno strato estremamente sottile¹¹³.

¹¹³Le curve della figura 124 sono state ottenute da M. Moulin, Tesi di dottorato, Paris, 1910.



Si può infine esaminare l'influenza dello spessore dello strato attivo. Quando questo spessore aumenta, la regione del massimo di I si avvicina alla sostanza attiva. Se il numero delle particelle rimane invariato e se il potere ionizzante di una particella isolata era costante o regolarmente crescente lungo il percorso fino al termine dello stesso, il valore di I per uno strato di materia di spessore trascurabile dovrebbe cadere bruscamente dal massimo a 0 lungo una distanza trascurabile (fig. 121). Pertanto sulle curve sperimentali questa distanza $z = a - \xi$ è sempre facilmente osservabile, anche quando lo strato di materia attiva sembra estremamente sottile. È così che per il polonio depositato su una lamina metallica come strato invisibile o appena visibile si trova $z = 5\text{ mm}$, dopo la correzione relativa all'influenza della profondità della camera (fig. 124), valori di z da 5 mm a 6 mm si ottengono con una camera di ionizzazione profonda 2 mm , essendo la sostanza attiva sia il polonio depositato in strato sottile, sia il deposito di radioattività indotta dal radio (RaC); in quest'ultimo caso il deposito è assolutamente invisibile, e pertanto la curva ottenuta si può sovrapporre nella regione terminale alla curva di ionizzazione dei raggi del polonio ottenuta con lo stesso dispositivo sperimentale (si veda fig. 131).

Per interpretare la forma della curva di ionizzazione verso la fine del percorso, si possono avanzare due ipotesi che potrebbero essere verificate simultaneamente: 1° si può supporre che il potere ionizzante di una particella, dopo aver raggiunto il massimo, decresca poi rapidamente verso la fine del percorso; 2° si può supporre che il numero delle particelle che, emesse da uno strato attivo infinitamente sottile in direzione normale ad esso, possono attraversare un piano posto alla distanza x dalla superficie attiva, non sia costante per tutti i valori di x inferiori alla lunghezza a del percorso, ma che questo numero diminuisca, almeno verso la fine del percorso, in modo che la distanza a sia raggiunta solo da un numero estremamente ridotto di particelle..

In tutti i casi si deve adottare la seconda ipotesi, così come risulta dalle esperienze di M. Geiger¹¹⁴ che ha osservato scintillazioni prodotte su uno schermo di solfuro di zinco da un fascio di raggi α prodotti da una sorgente di piccole dimensioni (polonio o radio C) e opportunamente limitata in modo da contenere solo raggi di direzioni poco diverse. Il numero di scintillazioni osservate nell'aria a pressione atmosferica iniziava a diminuire quando la distanza dalla sorgente era inferiore di circa 6 mm dalla lunghezza del percorso, e la diminuzione proseguiva poi con

¹¹⁴Geiger, Proc. Roy. Soc., 1910.

regolarità fino alla completa scomparsa. Lo stesso effetto è stato constatato per i raggi α dell'attinio B^{115} .

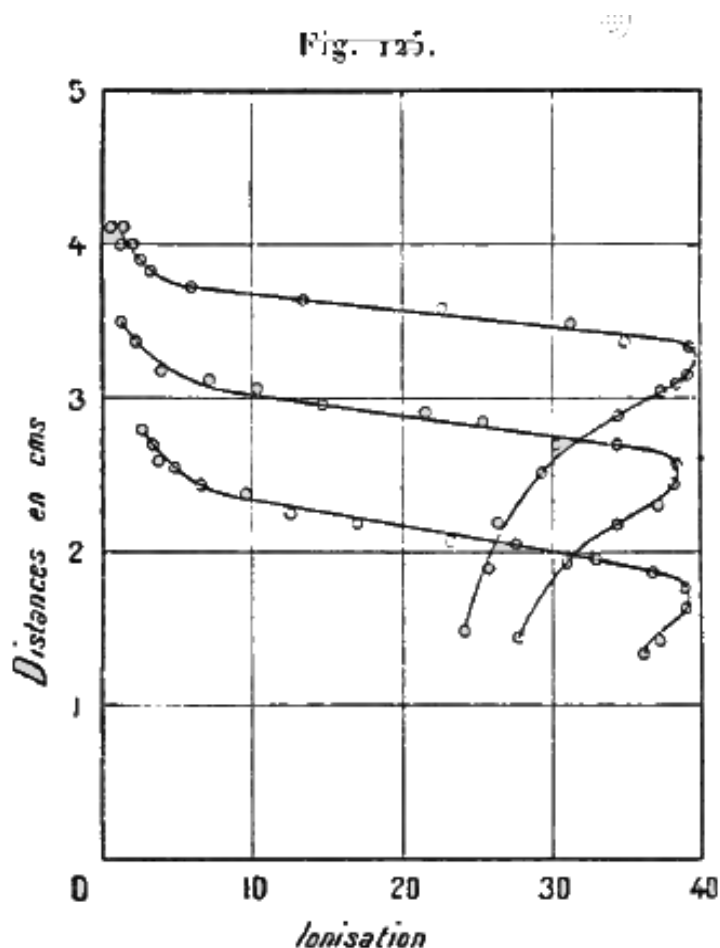
In tal modo tutte le particelle α non raggiungevano la stessa distanza rispetto al punto di emissione. Tale fatto si spiegherebbe facilmente se la velocità di emissione delle diverse particelle non fosse rigorosamente la stessa, ma si trovasse compresa entro certi limiti molto ravvicinati; questa ipotesi potrebbe essere in relazione con l'ipotesi più generale, secondo la quale gli atomi di una stessa sostanza radioattiva non sono esattamente simili in tutti gli aspetti. Tuttavia l'esperienza non sembra favorevole a tale ipotesi. Si sa, d'altra parte, che spostandosi nell'aria (o in un altro mezzo materiale), le particelle α subiscono una progressione diminuzione della loro velocità, e si potrebbe ammettere con M. Geiger che particelle emesse inizialmente con la stessa velocità e che hanno percorso in aria la stessa traiettoria, possono tuttavia avere una velocità variabile entro certi limiti, non essendo state le stesse le condizioni dei loro urti con le molecole d'aria. Ne risulterebbe che il percorso di una particella prima di essere assorbita potrebbe così variare entro certi limiti. Dato l'enorme numero di molecole che una particella α incontra (circa 10^5 molecole sulla lunghezza di 1 cm), sembra tuttavia difficile spiegare in questo modo che uno scarto medio di qualche millimetro sulla lunghezza misurabile del percorso possa derivare dal semplice effetto casuale degli urti. Un'altra interpretazione sembra più probabile. L'esperienza ha mostrato che l'ipotesi iniziale, secondo la quale la traiettoria dei raggi in aria è rettilinea, non è più applicabile verso la fine del percorso, essendo le condizioni di moto più complesse. Prima di essere definitivamente assorbite nell'aria, le particelle sembrerebbero subire una importante dispersione, tale per cui un fascio di raggi inizialmente paralleli viene disperso verso la fine del percorso. Si è visto che per i raggi β la diffusione è un fenomeno importante. La diffusione dei raggi α in aria, anche prima della fine del percorso, benché molto piccola, è osservabile, ed essa sembra svolgere un ruolo preponderante verso la fine della traiettoria. Con tale ipotesi il percorso di una particella, cioè il cammino che la particella può fare in aria conservando le sue proprietà caratteristiche, potrebbe essere lo stesso per tutte le particelle; ma, essendo la forma della traiettoria finale diversa, la distanza raggiunta in linea retta dalla sorgente potrebbe variare entro determinati limiti.

1.28. Passaggio dei raggi α attraverso schermi metallici sottili. Potere di arresto

MM. Bragg e Kleemann¹¹⁶ hanno mostrato che se si studia con il loro dispositivo sperimentale la curva di ionizzazione dei raggi α , l'inserimento di uno schermo metallico sottile tra la sorgente e il diaframma sposta la curva parallelamente ad essa e senza deformazione nella direzione Ox , almeno in prima approssimazione.

¹¹⁵M.elle Blanquies, Comptes rendus, 1910.

¹¹⁶Bragg e Kleemann, Phil. Mag., 1905.



Se al primo schermo se ne sovrappone un secondo simile, l'abbassamento della curva è doppio. L'effetto dello schermo consiste quindi nel produrre un abbassamento della curva di ionizzazione, che è proporzionale allo spessore dello schermo (fig. 125). Queste esperienze rendono legittima l'ipotesi analoga fatta per la diminuzione del percorso dei raggi α a causa del loro passaggio nella materia che li emette.

Questo fatto è a favore dell'ipotesi secondo la quale tutte le particelle α attraversano effettivamente lo schermo, supposto che abbiano la stessa velocità iniziale e la stessa direzione normale allo schermo, e che lo schermo abbia una spessore inferiore a un dato valore limite. Esperienze interessanti sono state eseguite da M. Regener¹¹⁷ che, osservando le particelle α mediante le scintillazioni che esse producono su uno schermo di solfuro di zinco, ha constatato che il numero delle scintillazioni per raggi normali non varia con l'interposizione di uno schermo sottile tra la sorgente (polonio) e lo schermo.

La riduzione Δ della curva di ionizzazione a causa del passaggio dei raggi attraverso uno schermo di spessore l costituisce *lo spessore di aria equivalente a questo schermo*. Se la riduzione fosse proporzionale alla densità ρ della materia rispetto all'aria, si avrebbe la relazione $\Delta = l\rho$. Questa relazione non è conforme all'esperienza, e si trova, in generale, che il rapporto $\frac{l\rho}{\Delta}$ per i metalli è superiore all'unità, soprattutto per i metalli densi. Questo rapporto presenta, di contro, con il peso atomico p della sostanza assorbente, una relazione più stretta; varia all'incirca in ragione inversa della radice quadrata del peso atomico, così come indica la Tabella seguente:

¹¹⁷Deutsch. Phys. Ges., 1908.

	$\frac{l\rho}{\Delta}$	$\frac{\Delta\sqrt{P}}{l\rho}$
Oro	3,05	4,65
Platino	3,29	4,25
Stagno	2,41	4,50
Argento	2,41	4,30
Rame	1,78	4,45
Alluminio	1,23	4,25
Aria	1,0	3,79

La riduzione per atomo è $\frac{\Delta d}{l\rho}$, dove d è la densità della sostanza assorbente; questa riduzione si trova, di conseguenza, proporzionale a \sqrt{p} . Si può inoltre ammettere che la riduzione dovuta ad una molecola è la somma delle riduzioni dovute agli atomi che la compongono. Considerando l'aria composto da ossigeno e azoto nel rapporto 1 a 5, si trova che la riduzione per molecola d'aria è proporzionale a $\frac{8}{5}\sqrt{14} + \frac{2}{5}\sqrt{16}$. Un gas omogeneo diatomico di peso atomico p' produrrà un effetto equivalente, se si avesse la relazione

$$\sqrt{p'} = \frac{4}{5}\sqrt{14} + \frac{1}{5}\sqrt{16}$$

Si può considerare p' come il peso atomico di un atomo di aria fittizia, e si trova per questo gas $\sqrt{p'} = 3,79$, mentre $\frac{l\rho}{\Delta} = 1$. In tal modo si è ottenuto il valore posto nell'ultima riga della precedente Tabella.

Si chiama *potere di arresto* di una sostanza il rapporto che esiste tra la riduzione per atomo di questa sostanza e quella per l'atomo di aria. Si ha quindi per definizione

$$s = \frac{\Delta p}{l\rho p'}$$

Quando i raggi α si propagano in un gas, si chiama ancora potere di arresto del gas il rapporto tra la riduzione per molecola del gas e quello per molecola d'aria.

Indichiamo con a_0 il percorso dei raggi in aria e con a quello in un altro gas. La riduzione relativa a spessori a_0 e a , attraversati rispettivamente in aria e nel gas, è evidentemente la stessa e uguale a a_0 . Se i gas hanno la stessa concentrazione molecolare, ne risulta che il potere di arresto del gas è rappresentato dal rapporto $\frac{a_0}{a}$. Si constata che il potere di arresto di un gas, determinato sperimentalmente dal rapporto dei percorsi, è in buon accordo con quello calcolato con la somma dei poteri di arresto degli atomi. Per esempio, per il bromuro di etile CH^4Br , il calcolo indica

$$\frac{a_0}{a} = \frac{\sqrt{12} + 3 + \sqrt{80}}{3,79 \times 2} = 2,03$$

e l'esperienza fatta misurando direttamente il percorso dei raggi α di una stessa sostanza attiva nel bromuro di etile e nell'aria dà il risultato $\frac{a_0}{a} = 2,07$.

Quando si varia la pressione e la temperatura di un gas, il percorso varia in proporzione inversa alla pressione e diretta alla temperatura assoluta: il potere di arresto di una molecola è quindi indipendente dalla pressione e dalla temperatura.

Studiando il passaggio dei raggi del polonio attraverso schermi sottili, MM. Kucera e Masek¹¹⁸ hanno confermato i risultati ottenuti da MM. Bragg e Kleemann.

La teoria del passaggio dei raggi α attraverso la materia, nel modo esposto, non è del tutto esatta nei suoi dettagli. Esperienze più precise hanno evidenziato che il potere di arresto di uno schermo dipende dalla sua distanza dalla sorgente radiante; inoltre, il potere di arresto di un tale schermo è maggiore per il gruppo più penetrante dei raggi del radio rispetto al gruppo dei meno penetranti¹¹⁹. Lo spessore d'aria equivalente ad uno schermo dato varia con la distanza

¹¹⁸Kucera e Masek, Phys. Zeit., 1906.

¹¹⁹Kucera e Masek, loc. cit.

Meyer, Phys. Zeit., 1907.

Bragg, Phil. Mag., 1907.

tra schermo e sorgente. Ecco un esempio:

	Distanza dalla sorgente	Spessore equivalente	
	cm	cm	
Schermo in oro	1,2	1,03	Meyer
	2,2	0,82	
Schermo in alluminio	1,22	0,470	Kucera e
	2,4	0,406	
Alluminio	0	0,71	Masek
	1,9	0,64	
Platino	0	0,963	
	1,9	0,84	

La distanza 0 corrisponde alle esperienze nelle quali lo schermo era frapposto tra la sorgente e il diaframma.

Si constata anche che il rapporto tra i cammini per i diversi gruppi di raggi α del radio non è lo stesso nei due diversi gas¹²⁰. Il confronto è stato fatto per l'aria e il metano, e le condizioni sperimentali erano scelte in modo che i cammini per i gruppi meno penetranti fossero gli stessi nei due gas. Posto il rapporto tra i cammini di questo gruppo uguale a 1, si è trovato che era uguale a 0,86 per il gruppo più penetrante e 0,88 per quello seguente.

Le curve di ionizzazione costruite per i raggi del polonio con l'interposizione di uno schermo in argento o in oro non possono essere del tutto sovrapposte per traslazione né tra esse né con curva ottenuta senza schermo; tuttavia lo scarto non è molto importante¹²¹.

Si può ammettere che il potere di arresto varia con la distanza dalla sorgente per gli atomi pesanti e molto meno per gli atomi leggeri.

Assorbimento da schermi per un irraggiamento emesse in tutte le direzioni

La teoria dei raggi α esposta si presenta in modo molto semplice, e malgrado gli scostamenti tra la teoria e l'esperienza, il passaggio dei raggi α attraverso la materia non sembra determinare fenomeni più complessi di quelli osservati con i raggi β , tranne che verso la fine del cammino. Una importante semplificazione è apportata dalla stabilità della direzione di moto dei raggi α che attraversano gli schermi senza variazione apprezzabile nella direzione. Inoltre, come si vedrà poi, i raggi α non producono raggi secondari dotati di potere ionizzante.

Si può provare, di conseguenza, a calcolare l'intensità dell'irraggiamento trasmesso da uno schermo di spessore determinato. La sola difficoltà che si presenta, è la variazione del potere ionizzante dei raggi lungo i loro cammini; così come abbiamo visto, il potere ionizzante cresce con la traiettoria già seguita, e la legge di tale variazione non è del tutto nota. Per semplificare il problema, ammetteremo che il potere ionizzante conserva un valore costante; i risultati così ottenuti non devono differire qualitativamente dalla realtà. Si può considerare separatamente; 1° il caso in cui l'emissione è dovuta ad uno strato molto sottile di materia attiva; 2° il caso in cui questo strato è spesso.

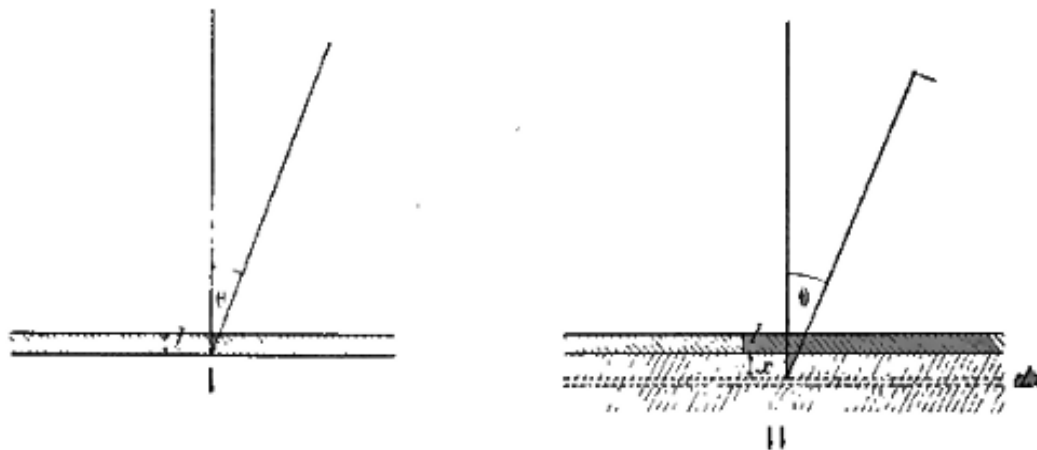
1° *Strato attivo di spessore trascurabile*

Siano l lo spessore dello schermo supposto infinito, così come lo strato attivo, a il cammino dei raggi, z la riduzione del cammino per unità di spessore di materia attraversata, n il numero di ioni prodotti da un raggio sull'unità di lunghezza della sua traiettoria in aria, e N il numero di raggi emessi per unità di tempo e di superficie uniformemente in tutte le direzioni dello spazio.

¹²⁰Bragg, Phil. Mag., 1907.

¹²¹Meyer, Phys. Zeit., 1907.

Fig. 126.



Un elemento della superficie attiva (fig. 126, I) emette un irraggiamento in tutte le direzioni; lo spessore della materia che può essere attraversato dai raggi è uguale al massimo a $\frac{a}{\varepsilon}$. Per i raggi che formano un angolo θ con la normale alla superficie, lo spessore d'aria equivalente allo spessore della materia attraversata è $\frac{\varepsilon l}{\cos \theta}$, e il percorso restante in aria è $a - \frac{\varepsilon l}{\cos \theta}$, dove $\cos \theta < \frac{\varepsilon l}{a}$. Questi raggi determinano una produzione di ioni \mathcal{J} , la quale valutata per unità di superficie e di tempo può essere calcolata dalla formula

$$\mathcal{J} = \frac{2\pi n N}{4\pi} \int_0^\theta \sin \theta \left(a - \frac{\varepsilon l}{\cos \theta} \right) d\theta$$

da cui, integrando tra i limiti $\theta = 0$ e $\theta = \arccos \frac{\varepsilon l}{a}$,

$$\mathcal{J} = \frac{Nn}{2} \left(a - \varepsilon l + \varepsilon l \ln \frac{\varepsilon l}{a} \right)$$

Per $l = 0$ si trova

$$\mathcal{J} = \frac{Nna}{2} = \mathcal{J}_0$$

da cui

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \left(1 - \frac{\varepsilon l}{a} + \frac{\varepsilon l}{a} \ln \frac{\varepsilon l}{a} \right)$$

e

$$\frac{d\mathcal{J}}{dl} = \mathcal{J}_0 \frac{\varepsilon}{a} \ln \frac{\varepsilon l}{a}$$

Dalla formula precedente si trova che per $l = 0$

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \quad \frac{d\mathcal{J}}{dl} = -\infty$$

per $l = \frac{a}{\varepsilon}$

$$\mathcal{J} = 0 \quad \frac{d\mathcal{J}}{dl} = 0$$

Il coefficiente di assorbimento μ , definito dalla relazione $\mu = -\frac{1}{\mathcal{J}} \frac{d\mathcal{J}}{dl}$, è quindi infinitamente grande per $l = 0$; il suo valore reale per $l = \frac{a}{\varepsilon}$ è pure infinito. La curva $\log \mathcal{J} = f(l)$ deve quindi presentare un punto di flesso, come indicato nella figura 127, I. Si è posto in ordinate il valore del $\log \mathcal{J}$ e in ascisse il valore $x = \frac{\varepsilon l}{a}$, cioè lo spessore della materia attraversata, valutato in percentuale dello spessore equivalente al cammino in aria.

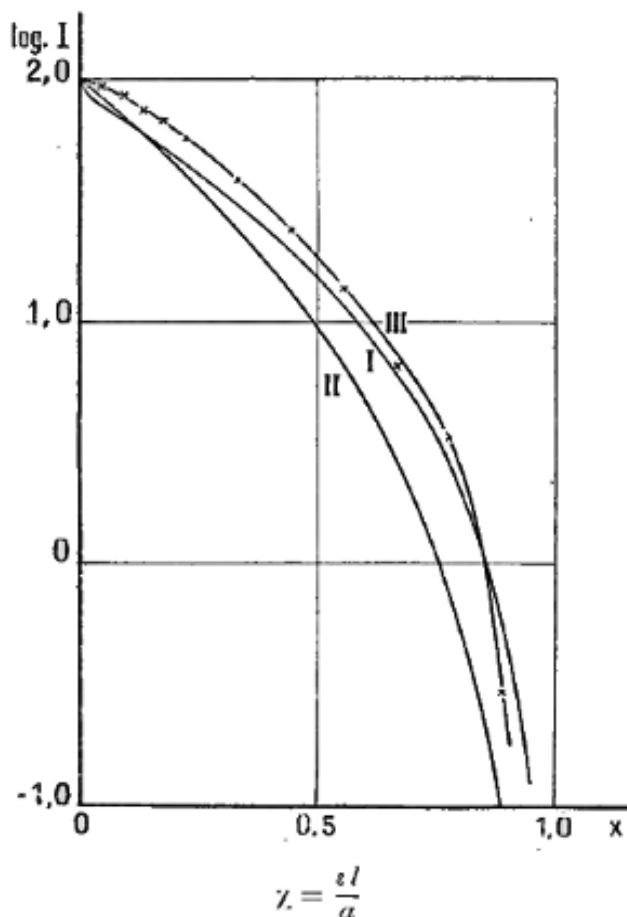
Curve che rappresentano l'assorbimento dei raggi α emessi da uno strato infinitamente sottile di materia radiante sono state ottenute sperimentalmente¹²². La sorgente radiante era polonio, il deposito attivo del radio, del torio e dell'attinio, e dall'uranio in strato molto sottile; si

¹²²Meyer e v.Schweidler, Acad. Vienne, 1906. - M.lle Meitner, Phys. Zeit., 1906.

è tenuto conto della variazione dell'attività con il tempo e della correzione relativa all'effetto dei raggi β e γ . L'assorbimento dei raggi in aria della camera a ionizzazione era sempre completo.

Nelle curve ottenute la regione iniziale non è simile a quelle previste dal calcolo precedente; il coefficiente μ ha un valore finito per $l = 0$ e cresce poi costantemente con lo spessore del materiale attraversato tendendo all'infinito quando l'irraggiamento trasmesso tende a zero. Se tuttavia si suppone che nelle curve teoriche il punto di flesso si abbia per valori di l molto piccoli, si deduce che la regione che precede tale punto non può essere osservata. Una curva di assorbimento ottenuta con i raggi α del radio C è rappresentata nella figura 127, III.

Fig. 127.



Nella Tabella seguente si è indicato il coefficiente di assorbimento iniziale μ_0 per schermi di alluminio molto sottili e il cammino a_{Al} dei raggi nell'alluminio, cioè lo spessore di alluminio necessario per un assorbimento totale.

	Uranio	Polonio	Attinio deposito attivo (attinio B)	Torio deposito attivo Torio (B + C)	Radio deposito attivo (radio C)
$\mu_0 \text{ cm}^{-1}$	3100	1050	900	500	400
$a_{Al} \text{ cm}$	$10 \cdot 10^{-4}$	$28 \cdot 10^{-3}$	$32 \cdot 10^{-3}$	$40 \cdot 10^{-4}$	$45 \cdot 10^{-4}$
Meyer e v. Schwedler					

2° strato attivo spesso

Quando lo strato attivo ha uno spessore apprezzabile, bisogna tener conto dell'assorbimento dei raggi attraverso lo stesso materiale. Siano, come in precedenza, l lo spessore dello schermo e ϵ l'abbassamento della curva di ionizzazione per unità di spessore di questo schermo; sia ϵ' l'abbassamento della stessa curva per unità di lunghezza della traiettoria nella materia attiva.

Uno strato infinitamente sottile di materia attiva, posto ad una profondità x (fig. 126, II) e avente spessore dx , produce in aria un numero di ioni

$$dx \frac{Nn}{2} \int_0^\theta \sin \theta \left(a - \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{\cos \theta} \right) d\theta$$

dovendo integrare tra i limiti $\theta = 0$ e $\theta = \arccos \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{a}$, ed essendo la produzione riferita all'unità di tempo e all'unità di superficie dello strato attivo.

Per ottenere la ionizzazione totale \mathcal{J} prodotta da uno strato spesso, basta integrare questa espressione tra i limiti

$$\mathcal{J} = \frac{Nn}{2} \int_0^{\frac{a-l\varepsilon}{\varepsilon'}} dx \int_0^{\arccos \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{a}} \sin \theta \left(a - \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{\cos \theta} \right) d\theta$$

da cui, calcolando,

$$\mathcal{J} = \frac{Nn}{2} \left[\frac{(a-l\varepsilon)(a-3l\varepsilon)}{4\varepsilon'} - \frac{l^2\varepsilon^2}{2\varepsilon'} \ln \frac{l\varepsilon}{a} \right]$$

Per $l = 0$ si trova

$$\mathcal{J}_0 = \frac{Na^2n}{8\varepsilon'}$$

Si ha inoltre,

$$\frac{d\mathcal{J}}{dl} = \frac{Nn}{2} \left(\frac{l\varepsilon^2}{\varepsilon'} - \frac{\varepsilon a}{\varepsilon'} - \frac{l\varepsilon^2}{\varepsilon'} \ln \frac{l\varepsilon}{a} \right) \quad \frac{d\mathcal{J}}{dl} = \frac{Nn\varepsilon^2}{2\varepsilon'} \ln \frac{a}{l\varepsilon}$$

Si trovano le seguenti relazioni

$$\frac{d\mathcal{J}}{dl} = -\frac{\varepsilon a}{\varepsilon'} \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}_0$$

Per $l = \frac{a}{\varepsilon}$,

$$\frac{d\mathcal{J}}{dl} = 0 \quad \mathcal{J} = 0$$

Pertanto per $l = 0$ il coefficiente μ assume un valore finito, per $l = \frac{a}{\varepsilon}$ si trova che il suo vero valore è infinito.

La curva $\log \mathcal{J} = f\left(\frac{\varepsilon l}{a}\right)$ assume la forma indicata nella figura 127, II. Questa forma sembra rappresentare le esperienze; essa indica un coefficiente μ costantemente crescente con lo spessore del materiale attraversato.

Il calcolo precedente è stato indicato da M. Bragg¹²³ che ne ha fatto la seguente applicazioni. Ponendo $\varepsilon l = D$, si può scrivere il valore di \mathcal{J} sotto la forma

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0} = \left(1 - \frac{D}{a}\right) \left(1 - 3\frac{D}{a}\right) - 2\frac{D^2}{a^2} \ln \frac{D}{a}$$

Il rapporto \mathcal{J} è quindi una funzione di $\frac{D}{a}$ della quale è possibile costruire la curva rappresentativa. Avendo misurato \mathcal{J} per uno schermo determinato, e conoscendo il valore di D per questo schermo, si potrà calcolare a .

Se si ammette che per i diversi gruppi di raggi α il valore di ε è lo stesso, si può così calcolare il cammino di un certo gruppo di raggi α , per il quale la curva di ionizzazione non ha potuto essere costruito direttamente. M. Bragg ha constatato che si trova un buon accordo confrontando tra loro i valori misurati e i valori calcolati dei cammini dei raggi α del radio al minimo di attività e del radio C; egli ha poi determinato con questo metodo il cammino dei raggi α dell'uranio, operando con uno strato di ossido di uranio; il valore trovato è $a = 3,26 \text{ cm}$. Il cammino di questi raggi non è stato ancora determinato con precisione con il metodo diretto.

¹²³Bragg, Phil. Mag., 1906.

Sottolineiamo inoltre che se \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_2 sono le ionizzazioni totali prodotte dagli strati spessi di due materiali radioattivi semplici, si ha la relazione

$$\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_2} = \frac{N_1 a_1^2 \epsilon_2'}{N_2 a_2^2 \epsilon_1'}$$

D'altra parte, indicando con s_1 e s_2 i poteri di arresto dei materiali considerati, con p_1 e p_2 i loro pesi atomici, con d_1 e d_2 le loro densità, con M_1 e M_2 il loro numero di particelle α emesse nell'unità di tempo per atomo della sostanza, si trova la relazione

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{N_1 p_1 d_2}{N_2 p_2 d_1} \quad \frac{s_1}{s_2} = \frac{\epsilon_1' p_1 d_2}{\epsilon_2' p_2 d_1}$$

e di conseguenza

$$\frac{N_1 \epsilon_2'}{N_2 \epsilon_1'} = \frac{M_1 s_2}{M_2 s_1}$$

da cui

$$\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_2} = \frac{M_1 a_1^2 s_2}{M_2 a_2^2 s_1}$$

Se la sostanza radioattiva non è un elemento, ma un composto, i valori di M e di s devono essere riferiti alla molecola, e il potere di arresto di questa si deduce dai poteri di arresto degli atomi costituenti. La formula precedente permette di prevedere il rapporto tra il numero delle particelle α emesse nell'unità di tempo per atomo della sostanza radioattiva. Se ammettiamo che l'emissione di ogni particella α corrisponde alla distruzione di un atomo, si possono trarre conclusioni sulla velocità di disintegrazione relativa degli elementi considerati. M. Bragg ha trovato, per esempio, che il torio privato del torio X, dell'emanazione e della radioattività indotta emette per atomo il 20% del numero di particelle α emesse da un atomo di uranio nello stesso tempo. Ma come oggi si sa che il torio commerciale contiene sempre del radiotorio in proporzione che non corrisponde a un equilibrio radioattivo, questo risultato numerico non ha probabilmente un significato semplice.

1.29. Relazione tra l'assorbimento e la densità

Benché il coefficiente di assorbimento μ non rappresenti per i raggi α alcuna precisa nozione sperimentale, si può tuttavia constatare che per schermi sottili e per uno strato di materia spesso, il coefficiente di assorbimento non varia molto rapidamente con lo spessore dello schermo (vedi fig. 127). Si può pertanto esaminare, a titolo pratico, se questo coefficiente ha una relazione semplice con la densità della materia assorbente. Ecco una Tabella di valori di μ per raggi α di diverse specie assorbiti da schermi in alluminio o dall'aria¹²⁴.

	μ_{Al}	μ_{aria}	per Al	$\frac{\mu}{d}$ per aria
Radioattività indotta da torio o radio	830	0,42	320	350
Torio	1250	0,69	480	550
Radio	1600	0,90	620	740
Uranio	2750	1,6	1060	1300

Se quindi si confrontano alluminio e aria, i valori di $\frac{\mu}{d}$ non sono molto diversi; tuttavia le differenze diventano importanti quando si confronta l'alluminio e lo stagno.

L'assorbimento prodotto da un gas è approssimativamente proporzionale alla sua pressione, così come constatato da M. Rutherford per i raggi dell'uranio assorbiti dall'aria nei limiti di pressione di $\frac{1}{4}$ di atmosfera, e da M. Owens¹²⁵ per i raggi del torio assorbiti dall'aria la cui pressione variava tra 0,5 e 3 atmosfere.

¹²⁴Rutherford, Phil. Mag., 1899.

¹²⁵Owens, Phil. Mag., 1899.

L'aria e l'anidride carbonica producono assorbimento proporzionali alle densità, ma l'assorbimento nell'ossido di carbonio e nell'idrogeno confrontati con l'aria non verificano la legge, sebbene l'ordine degli assorbimenti sia lo stesso delle densità.

Così per i raggi α come per i raggi β l'assorbimento dipende in prima approssimazione dalla densità, ma un esame più preciso mette in evidenza l'influenza della struttura della materia.

1.30. Variazione di velocità dei raggi α al passaggio nella materia

Le esperienze sull'assorbimento dei raggi α hanno portato a considerare questi ultimi come proiettili che perdono la loro energia attraversando la materia. Era importante sottoporre questa ipotesi alla verifica dell'esperienza.

In alcuni negativi ottenuti da Becquerel¹²⁶ e riproducenti la traiettoria di un fascio collimato di raggi α in un campo magnetico, si osservava che il raggio di curvatura di questa traiettoria aumentava allontanandosi dalla sorgente. Questo fatto, in apparenza contrario all'ipotesi di una riduzione della velocità lungo il cammino, è stato spiegato con l'ipotesi che i raggi producono un massimo nell'impressione fotografica verso la fine del loro cammino¹²⁷. Nelle esperienze di Becquerel i raggi uscivano dalla materia con velocità diverse: quelle la cui traiettoria rimanente era più corta, corrispondenti per ipotesi ad una velocità minore erano, di conseguenza, maggiormente deviate dal campo magnetico. Il bordo esterno della traccia fotografica, ottenuto da H. Becquerel costituiva, da questo punto di vista, il luogo delle estremità dei cammini dei raggi; la forma dell'immagine si può spiegare con le ipotesi precedenti; tuttavia questa spiegazione non sembra in accordo con alcuni risultati sperimentali, secondo i quali l'effetto radiografico dei raggi α sarebbe lo stesso in diverse parti del percorso.

La perdita di velocità dei raggi α a causa del passaggio nella materia è stata messa in evidenza da un lavoro di M. Rutherford¹²⁸, eseguita con i raggi α omogenei emessi dal radio C , parte del deposito attivo del radio. Un filo fortemente attivato dall'emanazione del radio fungeva da sorgente; 15 minuti dopo il termine dell'esposizione questo filo emette solo un gruppo di raggi α che si attribuisce al radio C .

Il filo attivo (fig. 117) era posto in S normalmente al piano del tavolo. I raggi emessi attraversavano il diaframma D , con una fenditura parallela al filo e posta al di sopra di esso, e impattavano la lastra fotografica P , normale al piano passante per il filo e la fenditura. L'intero strumento era posto in una scatola nella quale si poteva praticare il vuoto. Si stabiliva un campo magnetico uniforme parallelo al filo in tutta la regione occupata dallo strumento; questo campo era normale al piano del tavolo, e si operava con una inversione del campo.

L'immagine fotografica si presenta sotto forma di due bande strette, la cui larghezza è uguale a quella della banda unica ottenuta in assenza di campo; questa nitidezza dell'immagine prova che i raggi sono omogenei. Quando si poneva un sottile foglio di alluminio sulla sorgente, le bande rimanevano nitide e conservavano lo stesso aspetto; il fascio attraversa quindi un tale foglio senza subire una diffusione significativa e rimanendo omogeneo.

Si poneva poi uno schermo di mica il cui piano è normale al filo al di sopra di esso verso la sua metà; questo schermo divideva la regione attraversata dai raggi in due parti; una delle metà del filo non era ricoperta, l'altra portava uno schermo di alluminio. La differenza delle due bande ottenute sulla lastra non la stessa nei due casi, e si ha così la prova che i raggi hanno subito una modifica attraversando lo schermo. Una prova ottenuta in queste condizioni è rappresentata nella tavola VI (fig.2).

¹²⁶Becquerel, Comptes rendus, 1903.

¹²⁷Rutherford, Radioactivity.

¹²⁸Rutherford, Phil. Mag., 1905 e 1906.

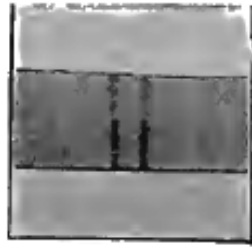


Fig. 3.

Deviazione magnetica dei raggi α .
 Al di sotto, immagine ottenuta senza
 schermo.
 Al di sopra: immagine ottenuta dopo
 l'attraversamento di uno foglio di alluminio
 di spessore 0,015 cm

La traiettoria di un raggio emesso normalmente al campo è una circonferenza posta in un piano normale al filo. Questa circonferenza passa per la sorgente e per la fenditura (fig. 103, I), e il suo raggio R è tale che si abbia

$$\frac{mv}{e} = RH$$

essendo m la massa della particella, e la sua carica, v la sua velocità e H l'intensità del campo. Essendo la deviazione z piccola, si ha approssimativamente

$$2Rz = d_2(d_1 + d_2)$$

indicando con d_1 la distanza tra filo e lente e con d_2 la distanza tra fenditura e lastra. La conoscenza di z permette di determinare il raggio di curvatura R e di conseguenza il rapporto $\frac{mv}{e}$. Si misura la distanza $2z$ delle due bande ottenute per i due versi del campo, e siccome queste bande sono nitide, la misura può essere fatta con buona precisione. Si ottengono così per i raggi α del radio C i seguenti risultati:

$$\text{Per } H = 9470 \quad R = 42 \text{ cm}$$

per i raggi che hanno attraversato lo schermo; di conseguenza, per questi raggi si trova

$$\frac{mv}{e} = 4,06 \cdot 10^3 \text{ u.e.m}$$

Le distanze d_1 e d_2 avevano i seguenti valori:

$$d_1 = 2 \text{ cm} \quad d_2 = 2 \text{ cm}$$

oppure

$$d_1 = 0,5 \text{ cm} \quad d_2 = 1,5 \text{ cm}$$

Il valore di R ottenuto per i raggi che hanno attraversato uno schermo di alluminio è minore di quello corrispondente ai raggi che non lo hanno attraversato. Si vedrà più avanti che il rapporto $\frac{e}{m}$ non è modificato a causa del passaggio dei raggi attraverso schermi, e si deve quindi ammettere che la velocità è diminuita. Le esperienze erano fatte ricoprendo il filo attivo con un numero variabile di fogli di alluminio molto sottili (spessore di un foglio, 0,00031 cm).

I risultati ottenuti sono raccolti nella Tabella seguente, nella quale v_0 indica la velocità dei raggi che non hanno attraversato schermi:

Numero fogli di alluminio	Distanza delle bande (mm)	v
0	1,46	v_0
5	1,71	$0,85 v_0$
8	1,91	$0,76 v_0$
10	2,01	$0,73 v_0$
12	2,29	$0,84 v_0$
13	Più immagini	

Così quando è superato un dato spessore di alluminio, l'effetto radiografico dei raggi non può più essere decelerato. Questo spessore limite nelle prime esperienze stato trovato uguale a $0,0039\text{ cm}$. Tracciando la curva di ionizzazione dei raggi α del radio C con il metodo di Bragg, si è trovato che ognuno dei fogli di alluminio impiegato nell'esperienza precedente era equivalente ad uno spessore di aria di $0,54\text{ cm}$. Di conseguenza lo spessore di aria equivalente a 12 fogli era

$$0,54\text{ cm} \times 12 = 6,5\text{ cm}$$

Questo spessore era quindi vicino al percorso dei raggi in aria, misurato con il metodo della ionizzazione.

Una concordanza ancora migliore è stata ottenuta nelle successive esperienze, dove l'immagine fotografica è stata osservata dopo il passaggio attraverso 14 fogli di alluminio, il cui insieme era equivalente ad uno spessore d'aria di 7 cm ; la corrispondente velocità era valutata di $0,43 v_0$, valore vicino alla metà della velocità iniziale.

M. Rutherford ha inoltre determinato lo spessore massimo di alluminio utilizzabile quando si osservano i raggi per mezzo della produzione di effetti di fosforescenza. In questo caso il filo attivo era ricoperto da un numero variabile di fogli di alluminio, e si cercava la distanza massima in aria alla quale si poteva ancora osservare l'effetto di fosforescenza su uno schermo in solfuro di zinco, in platinocianuro di bario o in willemite; questa distanza critica può essere osservata con una precisione molto alta. Ponendo in ascisse il numero di fogli di alluminio e in ordinate la distanza critica, si otteneva una linea retta, il cui esame permetteva di concludere che l'assorbimento prodotto da $12,5$ fogli di alluminio era equivalente, per quanto riguarda la produzione della fosforescenza, all'assorbimento prodotto da $6,8\text{ cm}$ d'aria; nei due casi, ci si trovava al limite dell'osservazione della fosforescenza, e si vede che il percorso dei raggi valutato con questo procedimento non differisce di molto da quello che si misura con il metodo di ionizzazione.

Quando si opera con sostanze fosforescenti molto sensibili ai raggi penetranti, come il platinocianuro di bario, si deve aver cura di verificare che i raggi attivi siano proprio raggi α . Si può introdurre tra la sorgente e lo schermo un cartoncino nero molto sottile ed osservare se la luminosità è notevolmente modificata dalla presenza di tale schermo.

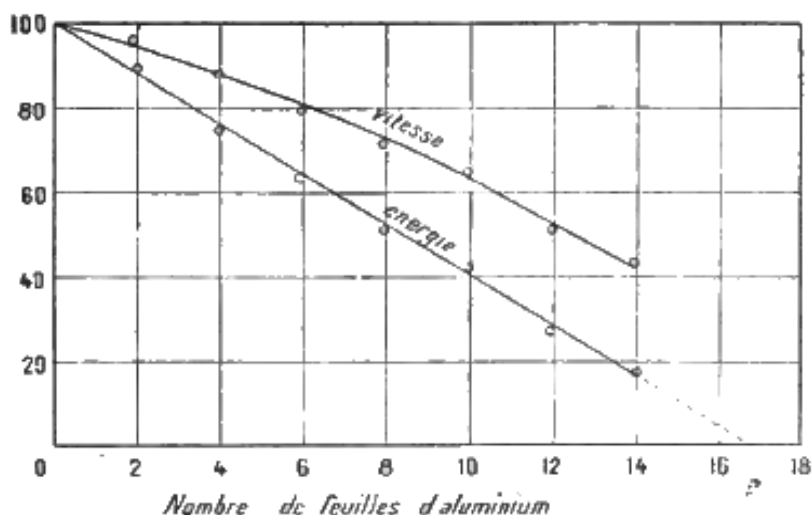
Si può quindi concludere che, per una particella α , l'effetto ionizzante, l'effetto radiografico e l'effetto di eccitazione della fosforescenza sembrano avvenire tutti e scomparire simultaneamente quando la particella subisce una diminuzione di velocità sufficiente, avvenendo la scomparsa in modo alquanto brusco, dopo un percorso nella materia che sembra determinato con una precisione molto elevata. Si può quindi pensare che, per produrre uno qualsiasi degli effetti considerati, le particelle α emesse dal radio C devono possedere velocità superiori a una certa *velocità critica*. Si vedrà in seguito che la carica dei raggi non può essere osservata oltre il cammino misurato per il potere ionizzante; sembra quindi probabile che i raggi α perdano la loro carica quando la loro velocità diviene uguale alla velocità critica. Sembra, infine, probabile che se la produzione di ioni nei gas, la produzione di immagini fotografiche e di fosforescenza richiedono la stessa velocità minima, e di conseguenza la stessa energia cinetica minima dei raggi, è perché questi fenomeni hanno tra loro qualche analogia e i primi due potrebbero essere dovuti alla produzione di ioni nella materia solida.

M. Rutherford ha ammesso che i diversi gruppi di raggi α non si distinguono tra loro se non per la velocità iniziale; questa ipotesi è stata confermata dalle esperienze fatte da questi

scienziati per determinare il rapporto $\frac{e}{m}$ per i raggi α di diverse sostanze. La velocità critica dei raggi α di una sostanza qualunque può quindi essere considerata come uguale alla velocità critica dei raggi α del radio C. Tuttavia, secondo esperienze recenti, la velocità critica ha un valore molto inferiore a quello inizialmente indicato.

Mettendo in ascisse lo spessore di alluminio attraversato, e in ordinate il valore della velocità dei raggi α dalle esperienze descritte, si ottiene la curva I (fig. 128); si è rappresentato sullo stesso grafico in ordinate i valori di v^2 corrispondenti ai valori di v e che misurano l'energia cinetica dei raggi; i punti ottenuti si dispongono all'incirca lungo una linea retta.

Fig. 128.



M. Rutherford ha dedotto da queste esperienze la relazione seguente tra la velocità dei raggi v e il cammino r percorribile in aria:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\sqrt{r+1,25}}{\sqrt{a+1,25}}$$

essendo v_0 la velocità iniziale e a il cammino in aria.

Questa relazione è solo una approssimazione perché, da esperienze più precise, la legge di diminuzione dell'energia cinetica in funzione dello spessore di materia attraversata non è una legge lineare; la relazione si applica ai raggi α del radio C, la si può tuttavia estendere agli altri gruppi di raggi α , se si ammette che questi sono indistinguibili tra loro se non per la velocità di emissione. Sostituendo r con il valore del cammino di uno di questi gruppi, si otterrà la velocità in funzione della velocità iniziale dei raggi del radio C qui indicata con v_0 .

Per verificare questa relazione, M. Rutherford ha determinato il valore della deviazione magnetica per due altri gruppi di raggi α del radio; il dispositivo sperimentale era lo stesso di quello utilizzato per le esperienze sui raggi α del radio C, e la deviazione ottenuta z era direttamente confrontata con queste ultime. Si utilizzava il radio al minimo di attività, e con un deposito attivo del radio ottenuto dopo una breve esposizione e contenente ancora radio A. Per il radio stesso lo spessore del sale non può essere infinitamente piccolo, e le bande ottenute avevano una certa larghezza; si utilizzavano i loro contorni che corrispondevano ai raggi meno deviati. Per ottenere una immagine con i raggi del radio A si attivava fortemente il filo per mezzo di una grande quantità di emanazione con esposizione di 3 minuti, si metteva poi il filo in posizione e si faceva il vuoto nello strumento in tempi molto rapidi (mezzo minuto); la deviazione ottenuta stava nel rapporto 1,14 con quella dei raggi α del radio C.

La Tabella sotto riassume i risultati delle esperienze. Il valore v osservato per il polonio è dedotto da una determinazione della deviazione magnetica dei raggi del polonio fatta da M. Mackenzie. I valori della colonna $\frac{mv}{e}$ sono relativi al valore della velocità calcolata.

	Cammino in <i>cm</i>	v calcolata	v osservata	$\frac{mv}{e}$	
Radio	3,50	0,75 v_0	0,76 v_0	$3,04 \cdot 10^5$	<i>E.M</i>
Emanazione	4,23	0,814	"	$3,30 \cdot 10^5$	
Radio A	4,83	0,858	0,88 v_0	$3,48 \cdot 10^5$	
Radio C	7,06	1,0	1,0	$4,06 \cdot 10^5$	
Polonio	3,86	0,787	0,981 v_0	$3,20 \cdot 10^5$	

Le considerazioni precedenti sono a favore dell'ipotesi che, se si considerano i due gruppi di raggi del radio i cui cammini sono 4,23 *cm* e 4,83 *cm*, è quest'ultimo che deve essere attribuito al radio A, poiché la velocità così calcolata è in buon accordo con quella osservata; il minore tra i due percorsi è attribuibile ai raggi dell'emanazione. Questo punto non poteva essere facilmente stabilito con una esperienza diretta.

Le esperienze di M. Rutherford portavano ad attribuire alla velocità critica un valore molto elevato (43% della velocità iniziale dei raggi α del radio C), e sembrava sorprendente che una discontinuità importante nelle proprietà dei raggi potesse verificarsi per un cambiamento di velocità relativamente poco importante. Inoltre sembrava difficile spiegare che il valore assoluto della velocità critica, dedotto dalla conoscenza della velocità iniziale dei raggi, fosse molto superiore alla velocità dei raggi positivi prodotti nelle ampole a vuoto, le quali possiedono pure potere ionizzante. Risulta tuttavia da esperienze di M. Geiger¹²⁹ che si possono osservare particelle α di velocità molto minore di quella indicata. Il dispositivo sperimentale era analogo in linea di principio a quello utilizzato da M. Rutherford, ma la lastra fotografica era sostituita da uno schermo al solfuro di zinco sul quale il fascio piano e collimato di raggi α , prodotti da una sorgente lineare (radio C) e limitati da una fenditura posta al di sopra della sorgente, producevano una banda di scintillazione stretta la cui posizione era individuata per mezzo di un microscopio. L'esperienza era svolta nel vuoto, e la diminuzione di velocità era ottenuta per mezzo di schermi in mica di spessore variabile, per i quali era stato determinato lo spessore d'aria equivalente, e che erano posti sulla sorgente. Si misurava lo spostamento della linea delle scintillazioni in un campo magnetico uniforme di direzione parallela alla sorgente. Se ne poteva dedurre la legge di variazione della velocità v in funzione dello spessore di mica attraversato, e, conoscendo lo spessore d'aria equivalente, si poteva ottenere la relazione tra la velocità e il cammino x compiuto in aria. La velocità minima osservata era $v = 0,27 v_0$ per $x = 6,8 \text{ cm}$. Per questa velocità i raggi producono solo scintillazioni molto deboli, il numero delle scintillazioni è diminuito, e la banda che esse occupano è allargata a causa di una diffusione osservabile dei raggi. La curva sperimentale, ottenuto ponendo x sulle ascisse e v sulle ordinate, è ben rappresentata dall'equazione

$$v^3 = v_0^3 \left(1 - \frac{x}{a}\right) \quad \text{dove} \quad a = 7 \text{ cm}$$

di modo che la velocità può divenire abbastanza piccola per $x = 7 \text{ cm}$, cioè per un valore di x molto vicino al cammino dei raggi α del radio C. È probabile, da ciò, che la velocità critica non abbia un valore particolarmente elevato; tuttavia deve essere notevolmente superiore alla velocità di agitazione termica; essendo la particella α formata da un atomo di elio carico in movimento, si può pensare che la sua velocità critica è confrontabile con quella che deve acquistare uno ione positivo prodotto nell'elio per potersi comportare come proiettile ionizzante nei suoi urti con le molecole.

Si può supporre che un elemento instabile emetta particelle α con una velocità inferiore alla velocità critica; l'emissione di tali particelle non si potrebbe constatare con la ionizzazione del gas circostante.

Le esperienze di M. Geiger hanno mostrato che la velocità di emissione delle particelle α del radio C è molto approssimativamente la stessa per tutte le particelle. Questo fatto è dimostrato

¹²⁹Geiger, Proc. Roy. Soc., 1910.

dalla misura della larghezza della banda delle scintillazioni prodotte nel vuoto, in assenza e in presenza del campo magnetico, da un fascio stretto di raggi α che non ha attraversato alcun schermo. Per una deviazione magnetica che raggiunge $3,4\text{ cm}$ non si osservava alcun allargamento di questa banda la cui larghezza era di circa $0,5\text{ cm}$. Da ciò, non si produceva una dispersione apprezzabile dei raggi, e la velocità di emissione delle particelle sembrava essere la stessa con una precisione valutata al $0,5\%$. Si è tuttavia visto che le condizioni di moto non rimangono esattamente le stesse per tutte le particelle fino al termine del loro cammino.

Abbiamo visto che, secondo M. Rutherford, la velocità di una particella α è proporzionale a $\sqrt{r+1,25}$, dove r è la traiettoria che la particella è in grado di compiere nell'aria alla pressione atmosferica. M. Bragg ha trovato, d'altra parte, che la ionizzazione per unità di lunghezza aumenta lungo il percorso, e che si può ammettere che essa varia approssimativamente in ragione inversa di $\sqrt{r+1,33}$. I valori $1,25$ e $1,33$ non sono molto diversi, e mostrano che la ionizzazione per unità di lunghezza i è approssimativamente inversamente proporzionale alla velocità.

M. Bragg ha indicato per la legge di variazione della ionizzazione i con il cammino percorso x la formula seguente

$$i = \frac{K}{\sqrt{a-x+1,33}}$$

dove a è il percorso e K un coefficiente costante.

Si ottiene una formula un poco diversa ammettendo con M. Geiger che il numero di ioni prodotti su un certo cammino è proporzionale alla perdita di energia sulla stessa traiettoria. Utilizzando la relazione tra v e x stabilita dallo stesso autore, si trova in questa ipotesi

$$i^3 = \frac{K}{a-x}$$

Secondo questa formula il potere di ionizzazione cresce con x fino all'estremità del cammino, dove assume un valore infinito per tendere a zero dopo che il cammino è concluso. Sembra tuttavia più probabile che il potere di ionizzazione debba passare per un massimo per una velocità molto vicina alla velocità critica e decrescere poi progressivamente fino a zero.

1.31. Misura del rapporto tra la carica e la massa e della velocità per i raggi α

Il rapporto $\frac{e}{m}$ per i raggi α si può determinare come per i raggi β con esperienze di deviazione magnetica ed elettrica. In un campo magnetico uniforme di intensità H , un raggio emesso normalmente al campo subisce uno spostamento laterale z , normale al piano che passa per il campo e la direzione iniziale del raggio. Se la lunghezza del campo nella direzione della velocità iniziale è l , lo spostamento laterale del raggio è dato dalla formula

$$z = \frac{l^2}{2} \frac{eH}{mv}$$

Analogamente, se un raggio attraversa per una lunghezza l un campo elettrico di intensità h , normale alla sua direzione, lo spostamento laterale y nella direzione del campo è data dalla formula

$$y = \frac{l^2}{2} \frac{eh}{mv^2}$$

Se dopo l'uscita dal campo magnetico od elettrico il raggio prosegue ancora la sua traiettoria in una regione di campo nullo, gli spostamenti z e y possono essere facilmente dedotti, come visto nel Cap. I.

Le prime esperienze di M. Rutherford sulla deviazione magnetica ed elettrica dei raggi α del radio gli hanno permesso di indicare per questi raggi i valori approssimati:

$$\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3 \text{ u.e.m} \quad v = 2,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

M. des Coudres ha intrapreso la determinazione di queste stesse grandezze con il metodo radiografico¹³⁰. Le esperienze sono state eseguite in un buon vuoto, e si poteva stabilire un campo elettrico intenso evitando la produzione della scarica distruttiva. I raggi passavano attraverso due strette fenditure, poste parallelamente tra loro alla distanza di 4 cm ; la lastra fotografica si trovava ad una distanza di 4 cm al di là della seconda fenditura. I valori trovati sono i seguenti:

$$\frac{e}{m} = 6,4 \cdot 10^3 \text{ u.e.m} \quad v = 1,65 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

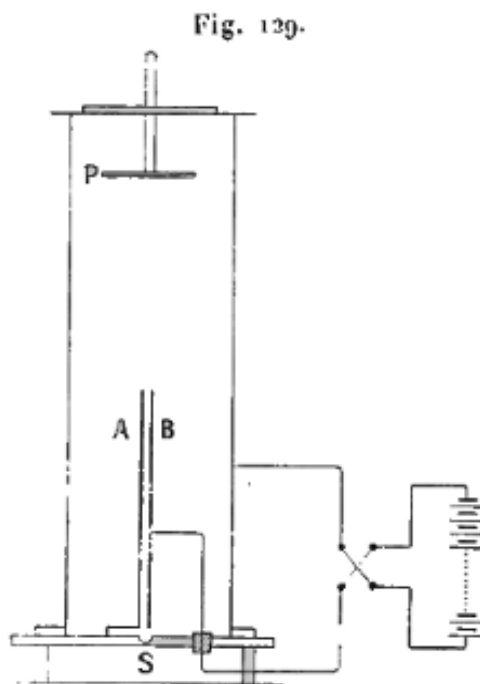
M. Mackenzie¹³¹ ha utilizzato come ricevitore dei raggi uno schermo fosforescente al solfuro di zinco le cui scintillazioni erano fotografate. Ha ottenuto per il prodotto $\frac{mv}{e}$, relativo ai raggi del radio in equilibrio, un valore medio $3,3 \cdot 10^3 \text{ u.e.m}$, essendo i valori estremi $2,5 \cdot 10^3$ e $3,7 \cdot 10^3$. Operando poi con il deposito attivo del radio, ha trovato il valore $3,93 \cdot 10^5$ per i raggi del radio C e $2,55 \cdot 10^5$ per gli stessi raggi alla fine del loro cammino. Le esperienze di deviazione elettrostatica sui raggi del radio in equilibrio hanno fornito per il prodotto $\frac{mv^2}{e}$ il valore $4,11 \cdot 10^{14} \text{ uem}$. Se ne deduceva

$$\frac{e}{m} = 4,6 \cdot 10^3 \text{ u.e.m} \quad v = 1,37 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

Per il polonio era misurata la sola deviazione magnetica, e il valore trovato per $\frac{mv}{e}$ è uguale a $3,30 \cdot 10^5 \text{ u.e.m}$.

Per determinare esattamente il valore del rapporto $\frac{e}{m}$ per i diversi gruppi di raggi α , M. Rutherford¹³² ha eseguito una serie di misure della loro deviazione elettrica, essendo quella magnetica nota da un lavoro precedente. Il dispositivo sperimentale era il seguente:

La sorgente attiva (fig. 129) era un filo attivato, posto in S normalmente al piano del tavolo; il campo elettrico era stabilito tra le piastre A e B la cui distanza d era uguale a $0,2\text{ mm}$ e l'altezza a circa 4 cm . La sorgente aveva una larghezza maggiore della distanza tra le piastre. Una lastra fotografica P era posto ad una distanza l_3 dal condensatore; le altezze delle piastre A e B sono indicate rispettivamente da l_1 e l_2 ; lo spostamento laterale di un raggio a causa del suo attraversamento nel campo elettrico è ϵ .



¹³⁰Des Coudres, Phys. Zeit., 1903.

¹³¹Mackenzie, Phil. Mag., 1905.

¹³²Rutherford, Phil. Mag., 1906.

Vi sono da considerare due casi a seconda che $\epsilon < d$ oppure $\epsilon > d$.

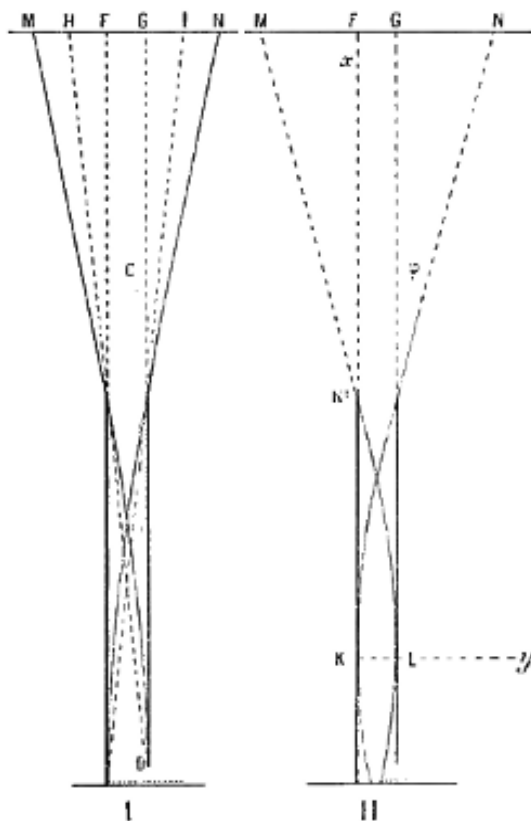
1° $\epsilon < d$. La larghezza $HI = D$ (fig.130, I) dell'immagine prodotta sulla lastra in assenza del campo è dalla dalla formula

$$D = d \left(1 + \frac{l_3}{l_1} + \frac{l_3}{l_2} \right)$$

Si vedrà pure che se la deviazione avviene a destra, il raggio estremo impatta la lastra in un punto N tale che

$$FN = (l_3 + l_2) \left(\frac{d - \epsilon}{l_2} \right) + \epsilon \frac{2l_3 + l_1}{l_1}$$

Fig. 130.



La larghezza dell'immagine D , ottenuta applicando il campo nei due versi opposti è quindi data dalla formula

$$D_1 = GM + FN - d$$

e la differenza tra le larghezze delle immagini in presenza e in assenza del campo si ottiene dall'espressione

$$D_1 - D = \epsilon l_3 \left(\frac{3}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right) = \frac{eh}{2mv^2} \left(3 - \frac{l_1}{l_2} \right)$$

da cui

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{V l_1 l_3 \left(3 - \frac{l_1}{l_2} \right)}{2d_1 (D_1 - D)}$$

essendo D la differenza di potenziale tra le piastre.

La misura di $D_1 - D$ permette di calcolare $\frac{mv^2}{e}$.

2° $\epsilon > d$. I raggi estremi che escono dal condensatore per i due versi opposti del campo h sono tangenti alle piastre alla stessa altezza in K e L e incontrano la piastra in due punti M

e N equidistanti da F e G (fig. 130, II). $MN = D$ è la larghezza dell'immagine ottenuta con l'inversione del campo

$$D = d + 2GN = d + 2l_3 \tan \varphi$$

Si hanno, d'altra parte, per uno di questi raggi le equazioni di moto seguenti rispetto agli assi Kx e Ky :

$$\frac{dx}{dt} = v \quad \frac{dy}{dt} = \gamma \tan \varphi = \frac{\gamma l}{v} \quad \text{oppure} \quad \gamma = \frac{eh}{mv}$$

e dove t è il tempo che trascorre tra il passaggio del raggio in K e la sua uscita dal condensatore.

Scrivendo che la deviazione $\frac{\gamma^2}{2}$ sulla traiettoria di lunghezza KK' è uguale a d , si ha, inoltre,

$$t^2 = \frac{2d}{\gamma} \quad \tan^2 \varphi = \frac{2d}{v^2} \frac{eh}{m} \quad (D-d)^2 = 4l_3^2 d \frac{eh}{mv^2}$$

e

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{8Vl_3^2}{(D-d)^2}$$

La misura di D permette, di conseguenza, di determinare $\frac{mv^2}{e}$. Se $\varepsilon < 4d$, dal condensatore non esce alcun raggio.

Conoscendo in modo approssimato la deviazione dei raggi, si potrebbe prevedere che il calcolo 1 si applicherebbe fino a circa $V = 300 \text{ volt}$. Per $V > 300 \text{ volt}$ si utilizza il calcolo 2.

Le dimensioni dello strumento erano le seguenti:

$$l_1 = 3,77 \text{ cm} \quad l_2 = 4,165 \text{ cm} \quad d = 0,210 \text{ cm}$$

dove l_3 variava tra $3,94 \text{ cm}$ e 10 cm .

La Tabella seguente contiene i risultati ottenuti con i raggi α del radio C per diversi valori di l_3 e V :

V	l_3	D_{mm}	$\frac{mv^2}{e} E.M$
171	3,04	0,857	$5,1 \cdot 10^{14}$
255	"	0,995	$4,9 \cdot 10^{14}$
340	"	1,136	$4,93 \cdot 10^{14}$
497	"	1,346	$4,79 \cdot 10^{14}$
508,6	10,0	3,10	$4,87 \cdot 10^{14}$

La media di questi valori, tenendo conto del valore relativo delle esperienze, è $\frac{mv^2}{e} = 4,87 \cdot 10^{14} E.M$. In queste esperienze la velocità dei raggi era ridotta mediante uno schermo in mica equivalente ad uno spessore di aria di $3,5 \text{ cm}$. Questo schermo riduceva la velocità alla frazione $0,763$ della velocità iniziale v_0 ; il prodotto $\frac{mv}{e}$ doveva essere scelto in un modo corrispondente. I valori che si corrispondono secondo le esperienze di M. Rutherford sono le seguenti:

$$\frac{mv}{e} = 3,10 \cdot 10^5 E.M.$$

$$\frac{mv^2}{e} = 4,87 \cdot 10^{14} E.M.$$

da cui

$$\frac{e}{m} = 5,07 \cdot 10^3 E.M. \quad v = 1,57 \cdot 10^9 \frac{cm}{s} \quad v_0 = 2,06 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$$

È stata eseguita una esperienza per verificare se il rapporto $\frac{e}{m}$ varia a causa del passaggio dei raggi attraverso uno schermo. Ecco i risultati:

	$\frac{mv}{e}$	$\frac{mv^2}{e}$	$\frac{e}{m}$
Senza schermo	$4,6 \cdot 10^5$	$9,4 \cdot 10^{14}$	$3,7 \cdot 10^3$
Con uno schermo in mica equivalente a $3,5 \text{ cm}$ di aria	$3,10 \cdot 10^5$	$4,87 \cdot 10^{14}$	$5,07 \cdot 10^3$
Con uno schermo in mica e uno di alluminio equivalente insieme a $6,5 \text{ cm}$ di aria	$2,11 \cdot 10^5$	$2,11 \cdot 10^{14}$	$4,8 \cdot 10^3$

Da questa esperienza si può concludere che il rapporto $\frac{e}{m}$ non varia probabilmente a causa del passaggio attraverso uno schermo, poiché i valori ottenuti non sono molto diversi, quando la velocità diminuisce della metà.

Lo stesso metodo è stato applicato alla misura della deviazione elettrica dei raggi α del radio *A*, del polonio, del deposito attivo dell'attinio e del deposito attivo del torio¹³³. Per ottenere l'effetto del radio *A*, si è dovuto sovrapporre l'azione di 20 fili attivati. Il polonio era impiegato con uno strato molto sottile preparato mediante deposito su bismuto. Il deposito attivo dell'attinio era raccolto su una lastra che rimaneva esposta all'azione dell'emanazione per tutto il tempo dell'esperienza e che agiva attraverso uno schermo in mica; l'esposizione ha durata di 6 giorni. I raggi del deposito attivo del torio formano due gruppi; per tutte e due si è misurata la deviazione magnetica, ma la deviazione elettrica è stata misurata solo per il gruppo il cui cammino è maggiore.

I risultati delle esperienze sono contenuti nella Tabella sotto. Il valore v_0 della velocità iniziale è stato misurato direttamente per il radio *C* e per il polonio; negli altri casi la sorgente attiva agiva attraverso uno schermo, e la velocità v_0 era dedotta dalla velocità osservata, tenendo conto della riduzione di velocità dovuta allo schermo. L'ultima colonna della tabella contiene valori del percorso a dalle misura che sono state effettuate da diversi sperimentatori e che saranno descritte nel seguito di questo Libro.

	$\frac{e}{m}$	v_0	a [cm]
Deposito attivo del radio: radio <i>C</i>	$5,07 \cdot 10^3$	2,06	7,06
Deposito attivo del radio: radio <i>A</i>	$5,6 \cdot 10^3$	1,77	4,83
Polonio	$5,3 \cdot 10^3$	1,73	3,86
Deposito attivo dell'attinio: attinio <i>B</i>	$4,7 \cdot 10^3$		5,5
Deposito attivo del torio: torio <i>C</i>	$5,6 \cdot 10^3$	2,27	8,6

L'esperienza è quindi favorevole all'ipotesi secondo la quale le particelle α dei diversi gruppi sono della stessa natura e differiscono tra loro solo per la velocità di emissione. Questo risultato si estende ai raggi emessi dal radio al minimo di attività e al gruppo meno penetrante dei raggi del deposito attivo del torio, per i quali la deviazione elettrica non è stata misurata; se, infatti, si calcola il cammino dei raggi di questi gruppi secondo il valore del prodotto $\frac{mv}{e}$ dedotto dalla deviazione magnetica e secondo il valore del rapporto $\frac{e}{m}$ determinato per i raggi α del radio *C*, si trova un risultato conforme a quelli che offre la misura diretta del cammino con il metodo elettrico.

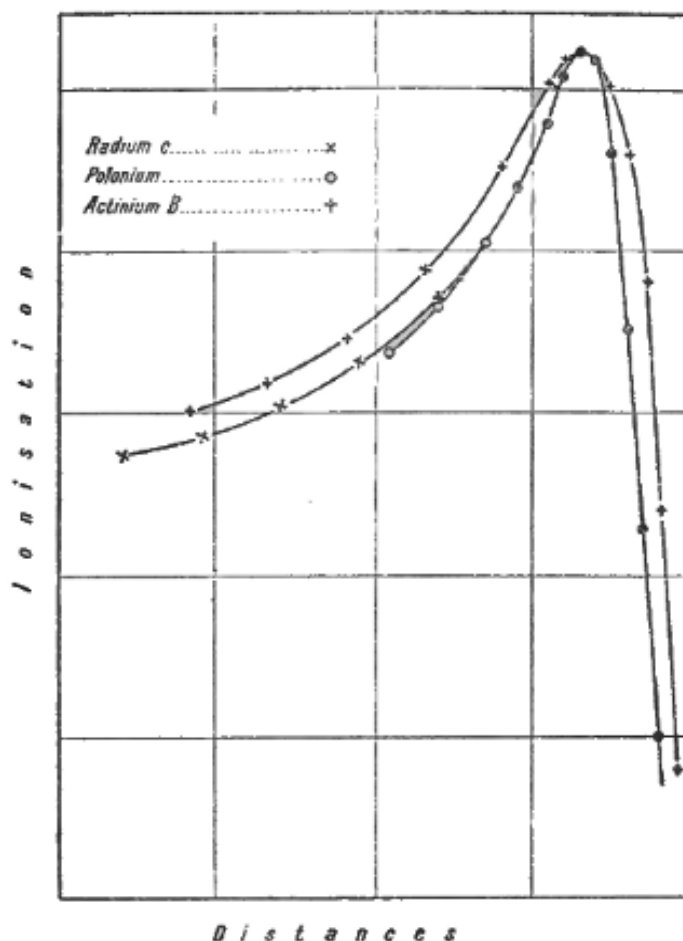
L'identità della natura delle particelle α emesse da diverse sostanze è stata sottoposta alla verifica sperimentale con il seguente procedimento: Se le particelle differiscono solo per la

¹³³Rutherford e Hahn, Phil. Mag., 1906.

velocità di emissione, esse si trovano tutte nelle stesse condizioni al termine del loro cammino. Le curve di ionizzazione ottenute con uno stesso strumento di misura devono quindi essere sovrapponibili quando si attribuisce alla ionizzazione massima lo stesso valore e quando si fanno coincidere i punti corrispondenti al massimo. Il confronto è stato fatto per i raggi α del polonio, del radio *C* e dell'attinio *B* che possono essere utilizzati in strati infinitamente sottili¹³⁴; le curve di ionizzazione del radio *C* (deposito attivo del radio dopo la riduzione iniziale) e dell'attinio *B* (deposito attivo dell'attinio) erano ottenute con misure incrociate allo scopo di tenere conto della diminuzione dell'attività con il tempo. L'esperienza mostra che le curve relative al radio *C* e al polonio sono esattamente sovrapponibili nei limiti di precisione delle esperienze, e poiché si tratta di raggi aventi percorsi molto diversi (7,06 cm e 3,86 cm) e provenienti da sostanze diverse, questo fatto conferma l'ipotesi dell'identità della natura di tutte le particelle α . La curva relativa al deposito attivo dell'attinio non si sovrappone alle precedenti, sebbene corrisponda in apparenza a un solo fascio di raggi. Si può pensare che questa curva sia in realtà la sovrapposizione di due curve vicine, corrispondenti a due fasci di raggi α di cammino simile, e che, di conseguenza, il deposito attivo dell'attinio produca l'emissione di due gruppi di raggi α . Questa ipotesi spiega bene la forma della curva e si trova pure in accordo con altri fatti sperimentali relativi allo studio della composizione del deposito attivo dell'attinio (Cap. XV).

Le curve ottenute con la stessa strumentazione per le sostanze radioattive considerate sono rappresentate nella figura 131.

Fig. 131.



Se si esamina il valore della velocità di emissione dei raggi α , si constata che essa varia entro limiti poco estesi; rimane compresa tra $1,5 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$ e $2,3 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$, cioè tra le frazioni 0,65 e 0,075 della velocità della luce.

¹³⁴Madame Blanquies, Comptes rendus, 1909.

L'energia cinetica w di una particella α è uguale a $\frac{mv^2}{2}$; essa può essere scritta nella forma

$$w = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{e} e$$

Ecco una Tabella dei valori del prodotto $\frac{mv^2}{e}$ per i raggi α del radio in *E.M.*:

	v	$\frac{mv^2}{e}$
Radio al minimo di attività	$1,56 \cdot 10^9$	$4,78 \cdot 10^{14}$
Emanazione del radio	1,70	$5,65 \cdot 10^{14}$
Radio A	1,77	$6,12 \cdot 10^{14}$
Radio C	$2,06 \cdot 10^9$	$8,37 \cdot 10^{14}$

La carica e di una particella α è di circa $3,1 \cdot 10^{-20}$ unità elettromagnetiche; si trova, per l'energia della particella α del radio C,

$$w = 8,37 \cdot 10^{14} \times 1,6 \cdot 10^{-20} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$$

La caduta di potenziale v necessaria per comunicare ad una carica e l'energia w è uguale a $\frac{w}{e}$; da ciò si deduce nel caso in questione $V = 4,2 \cdot 10^6 \text{ volt}$. Una differenza di potenziale di questo ordine non può essere ottenuta con i mezzi di cui si dispone attualmente.

L'energia iniziale di una particella α è molto superiore a quella di un raggio catodico; per un tale raggio emesse con una differenza di potenziale di 10000 volt , l'energia è vicina a 10^{-8} erg ; per una particella β l'energia cresce con la velocità e tende all'infinito quando la velocità si avvicina a quella della luce; tuttavia anche per raggi la cui velocità è relativamente grande (raggi β dell'uranio, per esempio), l'energia è solo una piccola frazione di quella che possiede una particella α per la maggior parte del suo cammino. La stabilità del moto della particella α è probabilmente determinata dall'elevato valore della sua energia cinetica; questa stabilità si mantiene in modo molto più perfetto di quanto non avvenga per una particelle β di velocità media.

1.32. Natura delle particelle α

Consideriamo ora il valore del rapporto $\frac{e}{m}$ per una particella α e confrontiamolo con i valori ottenuti con altri raggi carichi. Si vede che il rapporto $\frac{e}{m}$ per una particella α è circa 3500 volte più piccolo di quello che caratterizza una particella β di velocità relativamente piccola in un raggio catodico di una ampolla di Crookes; questo rapporto è dello stesso ordine di grandezza di quello dei raggi positivi delle ampolle a vuoto, essendo quest'ultimo, come si sa, variabile, e ammettendo come limite superiore il valore 10^4 che corrisponde anche al trasporto di elettricità con l'idrogeno elettrolitico. Siamo quindi portati ad attribuire alla particella α dimensioni atomiche, e ciò conferma l'ipotesi secondo la quale l'espulsione di una particella α da un atomo non può avvenire senza una sua trasformazione.

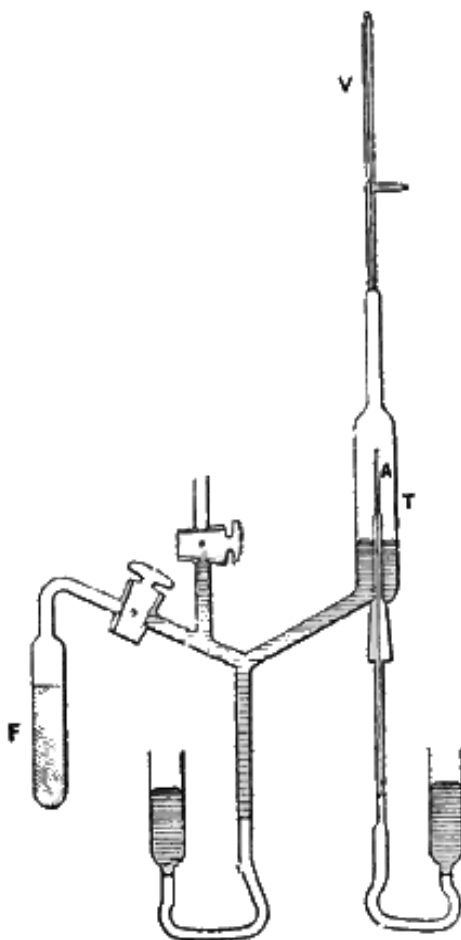
Il valore $\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^3 \text{ E.M.}$ circa non corrisponde ad alcuno dei rapporti dell'elettrolisi. Considerazioni basate sulla produzione di elio da parte delle sostanze radioattive hanno portato M. Rutherford a supporre che le particelle α potrebbero essere atomi di elio portanti la carica elementare; questa ipotesi condurrebbe ad un valore minore del rapporto $\frac{e}{m}$. Il valore sperimentale porta quindi a considerare la particella α come un atomo di elio con una doppia carica elementare, o come metà atomo di elio con una carica elementare. La prima ipotesi sembra oggi stabilita.

MM. Rutherford e Royds¹³⁵ hanno verificato con una esperienza diretta che si trova elio in un contenitore che non ne conteneva inizialmente, e nel quale si sono lasciate penetrare particelle α emesse da una sorgente radiante contenuta in una provetta di vetro a pareti molto sottili. Il dispositivo sperimentale è rappresentato in fig. 132. Una grande quantità di emanazione del radio era contenuta nel tubicino A la cui parete aveva uno spessore inferiore a $0,01 \text{ mm}$ con

¹³⁵Rutherford e Royds, Phil. Mag., febbraio 1909.

uno spessore di aria equivalente di 2 cm , si vede che la grande maggioranza delle particelle α attraversava il tubicino e penetrava nel contenitore esterno T sotto vuoto perfetto per mezzo di carbone contenuto in F e raffreddato in aria liquida. Si lasciava il tempo al mercurio di risalire in modo da spingere il gas nel capillare V , e si esaminava lo spettro. Dopo 24 ore non erano visibili tracce di elio, ma dopo 2 giorni la riga gialla appariva debolmente, dopo 4 giorni le righe nel giallo e nel verde erano brillanti e dopo 6 giorni si potevano osservare nettamente tutte le righe.

Fig. 13a.



Se lo stesso tubicino A invece di contenere emanazione contiene elio compresso, nessuna traccia di elio non penetrano nel contenitore esterno. Si può quindi concludere che particelle α , che hanno potuto attraversare la parete di vetro grazie alla loro grande velocità di emissione, si ritrovano nello spazio esterno allo stato di gas di elio.

In queste esperienze le particelle α hanno dovuto penetrare nel vetro del contenitore esterno e si sono liberate lentamente nello spazio vuoto; è per questo motivo che lo spettro dell'elio è stato osservato solo dopo 2 giorni. In altre esperienze le particelle α uscenti dal tubo sono state raccolte in un foglio di piombo, e lo spettro dell'elio è stato osservato dopo 24 ore . Infine è stato possibile scoprire la presenza di elio catturato in un foglio di piombo che circondava il tubo a emanazione nell'aria alla pressione atmosferica; questo foglio era introdotto in uno strumento appropriato per l'esame del gas; l'aria era spostata da una corrente di ossigeno puro che è stata poi assorbita del carbone alla temperatura dell'aria liquida; poi la lamina è stata riscaldata ed è stato esaminato lo spettro del gas emesso. L'elio era già visibile con una lamina che era stata esposta per sole 4 ore all'azione dei raggi. La stessa esperienza è stata ripetuta con una lamina di stagno.

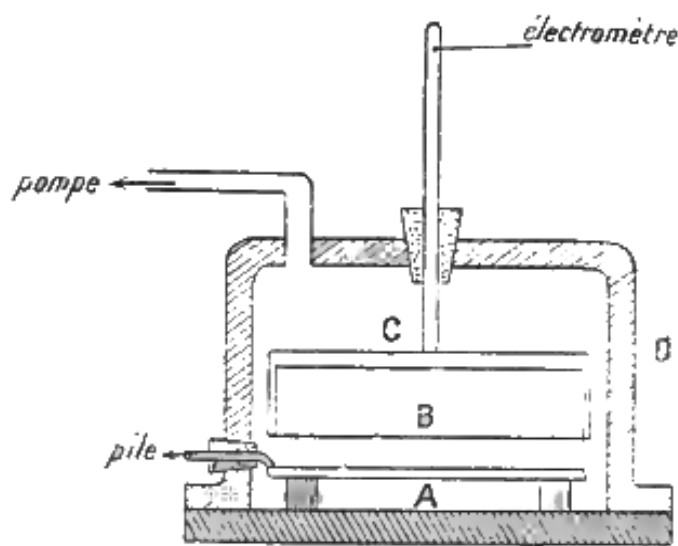
1.33. Carica dei raggi α

La misura della carica dei raggi α rappresenta una esperienza molto delicata. Si poteva sperare di osservare questa carica solo in un vuoto perfetto, poiché le particelle α hanno un potere ionizzante molto grande, ed è necessario evitare per l'elettrodo che le assorbe la perdita di carica risultante dalla ionizzazione del gas residuo.

Le prime esperienze fatte a tale scopo hanno dato un risultato negativo. Ecco quale era il dispositivo sperimentale impiegato da M. Rutherford¹³⁶: Uno strato molto sottile di bromuro di radio era depositato per evaporazione da una soluzione molto diluita su una placca; il sale era analizzato quando la sua attività era minima; in queste condizioni emette solo raggi α . Essendo lo strato di materia, i raggi non erano particolarmente assorbiti dal materiale radiante.

La placca attiva *A* (fig. 133) era isolata in un contenitore metallico e collegata ad uno dei poli di una batteria mentre l'altro polo era a terra. L'elettrodo superiore, isolato e collegato ad un elettrometro, era costituito da una cassa rettangolare in rame, la cui apertura disposta verso il basso era chiusa da un foglio di alluminio molto sottile. I raggi α attraversavano questo foglio, penetravano nella cassa ed erano assorbiti dalle pareti di questa. La cassa esterna *D* era a terra, e vi si faceva il miglior vuoto possibile. Se i raggi sono carichi positivamente, l'elettrodo deve raccogliere elettricità positiva e, grazie alla ionizzazione del gas residuo, la corrente ottenuta quando la placca *A* è a un potenziale positivo deve essere superiore a quella che si ottiene quando questa placca è ad un potenziale negativo. Non è tuttavia stata constatata alcuna differenza certa, e anche l'effetto ottenuto era piuttosto inverso a quello previsto. Inoltre la corrente diminuisce al migliorare del vuoto, ma tende poi verso un limite indipendente dalla pressione.

Fig. 133.



M. Strutt¹³⁷, operando con polonio in strati molto sottili e con un dispositivo analogo a quello utilizzato per la dimostrazione della carica dei raggi β , trovò pure che l'elettroscopio si scaricava, quando era caricato positivamente o negativamente.

Anche M. J.J. Thomson¹³⁸ usò il polonio. Un disco di metallo collegato all'elettroscopio si trovava di fronte alla placca ricoperta di polonio, alla distanza di 3 cm. Si creava un vuoto molto buono con il metodo che consiste nell'assorbire il gas residuo con carbone di noce di cocco contenuto in un tubo immerso nell'aria liquida. La scarica dell'elettroscopio era 100 volte più rapida per una carica positiva che per una negativa; se ne doveva concludere che

¹³⁶Rutherford, Phil. Trans., 1904.

¹³⁷Strutt, Phil. Mag., 1904.

¹³⁸J.J. Thomson, Nature, 1904; Proc. Camb. Phil. Soc., 1905.

il polonio emette molta più elettricità negativa che positiva. Ponendo lo strumento in un campo magnetico intenso, si constatava che la scarica dell'elettroscopio per una carica positiva si trovava bloccata, essendo le particelle cariche negativamente emesse dal polonio deviate dalla loro traiettoria per effetto del campo magnetico. Era quindi evidente che queste particelle erano dotate di una velocità di emissione relativamente molto piccola ed erano, di conseguenza, estremamente sensibili all'azione di un campo elettrico e magnetico. Queste particelle sono *elettroni lenti* che non possiedono potere ionizzante. Esse sono emesse in grande quantità dal polonio e, secondo le esperienze precedentemente descritte, è così pure per il radio. Avvicinando le piastre del suo strumento, M. J.J. Thomson ha potuto mettere in evidenza la carica positiva trasportata dai raggi α del polonio.

M. Rutherford¹³⁹ avendo ripreso le sue esperienze con l'impiego di un campo magnetico parallelo al piano delle sue piastre, ha osservato che, in queste condizioni, l'elettrodo superiore riceve una carica positiva, qualunque sia il verso del campo elettrico tra le piastre. Quando si fa variare l'intensità del campo magnetico, l'effetto prodotto sulla corrente raggiunge un limite e non varia più per valori più elevati del campo. Ecco i risultati ottenuti in una esperienza dove la distanza tra i piatti era di 3 mm , e dove la piastra attiva era ricoperta da un foglio sottile di alluminio simile a quello che faceva parte dell'elettrodo superiore.

Potenziale del piatto attivo <i>volt</i>	Corrente		
	senza campo magnetico	con campo magnetico	
0		+0,36	
+2	+2,0	+0,46	0,39
-2	-2,5	+0,33	
4	+2,8	+0,47	0,41
-4	-3,5	+0,35	
+8	+3,4	-0,56	0,43
-8	-4,0	+0,31	
+84	+3,5	+0,77	0,50
-84	-5,2	+0,24	

M. Rutherford ha ammesso che la differenza tra le correnti misurate in presenza di un campo magnetico per entrambi i versi del campo elettrico è dovuta unicamente alla corrente determinata dall'ionizzazione residua del gas, la quale assume valori uguali e di segno contrario contemporaneamente al potenziale del piatto inferiore. In queste condizioni la carica positiva dovuta ai raggi α assorbiti dall'elettrodo è misurata per mezzo delle correnti i_1 e i_2 che corrispondono ai valori $(+V)$ e $(-V)$ del potenziale del piatto a . Si evidenzia inoltre che per i valori di V che non superano gli 8 volt , le medie delle due correnti, indicate nella Tabella, sono assai vicine.

Siano n il numero di particelle α raccolte per secondo ed e la carica di una particella. La carica ne è ottenuta dalla relazione

$$ne = \frac{i_1 + i_2}{2}$$

e la carica emessa dalla sostanza radiante è doppia, poiché solo la metà dei raggi è emessa verso l'alto.

Con $0,48\text{ mg}$ di bromuro di radio su una superficie di circa 20 cm^2 , la corrente di carica misurata era uguale a $8,8 \cdot 10^{-13}\text{ ampère}$, che determina un valore di 19 u.e.s per grammo di radio al minimo di attività.

Se si conosce il valore di e , si può dedurre dalla misura della corrente di carica il numero N di particelle emesse per secondo per un grammo di radio al minimo di attività.

Ammettendo $e = 3,1 \cdot 10^{-20}\text{ E.M.}$, si trova $N = 2c$. Poiché è probabile che gli stessi numeri di particelle α sono emesse per secondo in ciascuno dei gruppi di raggi del radio in equilibrio,

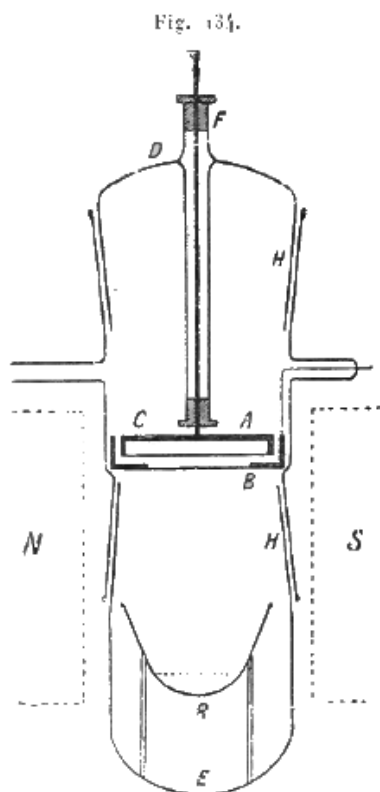
¹³⁹Rutherford, Nature, 1905.

il numero di particelle emesse per un grammo di radio in equilibrio radioattivo con la sua emanazione sarà di $16 \cdot 10^{10}$.

La carica dei raggi α è stata studiata da altri sperimentatori che hanno osservato la carica dei raggi del polonio in un buon vuoto e mediante un campo elettrico^{140, 141, 142}.

La carica dei raggi α può essere messa in evidenza con lo stesso metodo usato nelle esperienze da P. e M. Curie sulla carica dei raggi β ¹⁴³. I raggi del polonio attraversano un foglio molto sottile di alluminio e uno strato isolante solido di spessore $0,03\text{ mm}$; sono poi assorbiti da un elettrodo. Si ottiene su questo una corrente di carica che è evidenziata con un dispositivo di misura sensibile.

MM. rutherford e Geiger hanno intrapreso la determinazione della carica emessa da una quantità nota di radio C sotto forma di raggi α ¹⁴⁴. Lo strumento utilizzato è rappresentato in figura 134.



Un tubo di vetro del diametro di 4 cm contiene la sorgente radiante R e lo strumento di misura. Quest'ultima è costituito da una placca B collegata ad una batteria e con un foro del diametro di $1,92\text{ cm}$, chiuso da un sottile foglio di alluminio, e da una scatola piatta in ottone A il cui diametro è di $2,5\text{ cm}$ e la cui apertura ruotata verso il basso è chiusa da un foglio di alluminio simile al primo; la scatola A è collegata all'elettrometro. La sorgente si trova ad una distanza di $3,5\text{ cm}$ dalla camera a ionizzazione; vi è una piccola coppetta di vetro attivata dall'emanazione del radio. Si stabilisce un campo magnetico in tutta la regione occupata dallo strumento; è parallelo ai piatti e devia i raggi β del radio C e riconduce gli elettroni lenti emessi dalle superfici di alluminio al loro punto di partenza. Il vuoto è il migliore possibile, malgrado ciò la corrente è sempre più intensa quando il potenziale di B è positivo che quando è negativo. La media delle correnti i_1 e i_2 , ottenute con valori del potenziale uguali e opposti, misura la corrente di carica i dovuta ai raggi α . I valori di i_1 e i_2 sono indipendenti dall'intensità del

¹⁴⁰Ewers, Phys. Zeit., 1906,

¹⁴¹Aschkinass, Phys. Zeit., 1907.

¹⁴²Moulin, Le Radium, 1907.

¹⁴³Greinacher, Deutsche phys. Gesell., 1909.

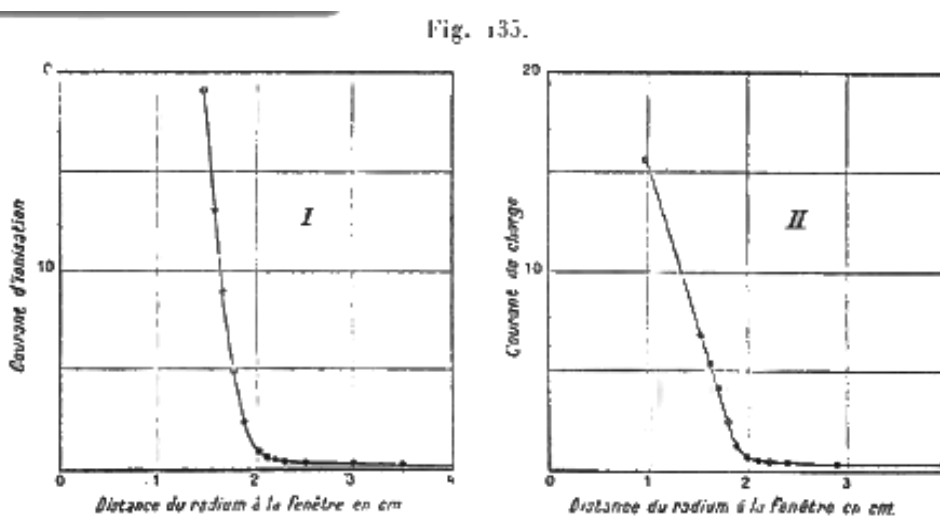
¹⁴⁴Rutherford e Geiger, Jahrbuch. d. Rad., 1908.

campo elettrico quando il potenziale del piatto B varia tra 2 e 8 volt; la media è indipendente dal valore di campo magnetico, se questo è molto intenso. Il rapporto tra il numero dei raggi ricevuti nello strumento di misura e quello dei raggi emessi è calcolato in base alle dimensioni geometriche, supponendo l'emissione dei raggi uniforme in tutte le direzioni.

Se si è confrontato l'irraggiamento della coppetta attiva con quello dell'ampolla contenente una quantità nota di radio in equilibrio radioattivo, si può dedurre dalla misura della corrente i il valore della carica emessa nell'unità di tempo sotto forma di raggi α dal radio C che si trova in equilibrio radioattivo con un grammo di radio. Il valore così calcolato è di $31,6u.e.s.$. In base alla teoria, la carica emessa nell'unità di tempo con i raggi α di un grammo di radio al minimo di attività avrebbe pure lo stesso valore; questo valore è superiore a quello precedentemente trovato.

Per spiegare la perdita del potere ionizzante per una particella α la cui velocità è al di sotto della velocità critica, M. J. J. Thomson¹⁴⁵ ha supposto che una particella che ha raggiunto questa velocità si trova scaricata da un elettrone che si unisce ad essa; al contrario, finché la velocità è superiore a una certa velocità minima, l'energia cinetica della particella è sufficiente perché la particella e l'elettrone possano sfuggire alla loro mutua attrazione. Con questa ipotesi la carica delle particelle α non può essere osservata oltre il loro cammino misurato con il metodo della ionizzazione.

M. Duane¹⁴⁶ ha svolto esperienze per decidere se la carica dei raggi α scompare contemporaneamente al potere ionizzante. La sorgente dei raggi era costituita da radio al minimo di attività, in strati il più piccoli possibile. Lo strumento utilizzato è un contenitore cilindrico in ottone il cui fondo ha un foro circolare di diametro $1,8\text{ cm}$; questo foro è chiuso da una lamina di mica molto sottile (2 mg per centimetro quadrato di superficie) sostenuta da una griglia di fili di rame. Una piastra posta di fronte alla lamina di mica riceve i raggi che l'hanno attraversata e funge da elettrodo collegato all'elettrometro, mentre la tela metallica può essere portata ad un potenziale elevato. Per costruire la curva di ionizzazione si canalizzano i raggi del radio per mezzo di un diaframma a tubo, in modo da utilizzare solo i raggi normali e si misura la corrente di saturazione tra la tela e l'elettrodo per diverse distanze del radio dalla lamina di mica. La curva I (fig. 135) mostra la quasi totalità della ionizzazione all'interno del contenitore cessa quando il radio dista più di 2 cm dalla finestra, essendo la corrente molto debole osservata ad una distanza maggiore dovuta alla presenza di un resto di emanazione e di radioattività indotta.



Per misurare la carica dei raggi si produce un buon vuoto e si stabilisce un campo magnetico parallelo all'elettrodo, per sopprimere l'effetto degli elettroni lenti emessi dalla finestra

¹⁴⁵J. J. Thomson, Conduction of Electricity through gases.

¹⁴⁶Duane, Comptes rendus, 1908.

e dall'elettrodo. Si misura la carica apportata alla piastra dai raggi α , senza canalizzarli e impiegando una maggiore quantità di radio. Si verifica che nessuna corrente di ionizzazione apprezzabile esista nel contenitore constatando che, stabilito il campo magnetico, si può stabilire una differenza di potenziale di qualche volt tra la finestra e l'elettrodo senza modificare l'intensità della corrente. La curva II (fig. 135) rappresenta la corrente di carica dovuta ai raggi. Questa corrente è sensibilmente soppressa quando il radio si trova a oltre 2 cm dalla finestra. *La carica delle particelle α e il loro potere ionizzante si ferma all'incirca nello stesso punto.* Il cammino misurato dalla carica è forse un poco minore di quello misurato dal potere ionizzante, ma la differenza è, in tutti i casi, molto piccola.

Così per una particella α che ha perso il suo potere ionizzante, la carica non può essere decelerata. Abbiamo visto d'altronde che una tale particella non può più agire su una lastra sensibile o su uno schermo fosforescente, e vedremo che essa ha perso anche il suo potere di produrre raggi secondari. Una particella α che raggiunge la velocità critica ha quindi perso tutte le proprietà che la distinguono dai comuni atomi gassosi.

È facile rendersi conto che un atomo leggero, ad esempio uno di elio, lanciato nell'aria con la velocità iniziale di una particella α , e che subisce urti contro le molecole di aria seguendo le ipotesi ammesse nella teoria cinetica, si troverebbe molto rapidamente arrestato nel suo moto rettilineo, la sua energia cinetica sarebbe ridotta a quella corrispondente all'agitazione termica. Si può prevedere che in queste condizioni il percorso del proiettile sarebbe solo una piccola frazione di quello realmente osservato per una particella α ; infatti, da una parte, il proiettile sarà fortemente deviato dalla sua direzione iniziale dai primi urti; dall'altra, la sua velocità sarà ridotta alla velocità media di agitazione termica dopo un piccolo numero di urti.

Due punti di vista differenti sono esaminati nella teoria cinetica: 1° le molecole si possono assimilare a sfere perfettamente elastiche; 2° si suppone che le molecole esercitino tra loro forze centrali funzioni della distanza; Maxwell ha particolarmente sviluppato il caso in cui la forza è una repulsione che varia inversamente alla quinta potenza della distanza.

Nella prima ipotesi si evidenzia dapprima che, essendo la massa di una particella α più piccola di quella di una molecola d'aria, una particella α che subisce un urto centrale si trova necessariamente respinta all'indietro. Se l'urto non è centrale, la deviazione è minore; si può calcolare la deviazione media che corrisponde ai diversi urti possibili. Se m è la massa di una particella α e M quella di una molecola d'aria, l'angolo di deviazione medio φ è uguale a $\frac{\pi}{4} \frac{2M-m}{M}$ quando $M > m$ e a $\frac{\pi}{4} \frac{M}{m}$ quando $M < m$. Si vede che, per una particella α che si sposta nell'aria ($M = 30$ circa, $m = 4$), la prima formula dà una deviazione media vicina a 90° , di modo che, con tutta probabilità, la particella deve essere respinta di lato dal primo urto, cioè dopo un cammino dell'ordine di 10^{-3} cm . Si è puri sicuri che ogni urto determina una riduzione significativa di velocità; così quattro urti centrali contro delle molecole di aria basterebbero per ridurre della metà la velocità di una particella α del radio C . I risultati indicati sono ottenuti considerando la velocità delle molecole di aria come trascurabile rispetto a quelle delle particelle α .

La seconda ipotesi è stata esaminata da M. J. J. Thomson¹⁴⁷; essa porta a conclusioni analoghe a quelle che discendono dall'ipotesi di urti elastici.

Sembra quindi necessario ammettere che gli urti di una particella α contro le molecole di un gas non sono dello stesso tipo di quelli considerati nella teoria cinetica. M. J. J. Thomson indica che la differenza potrebbe essere attribuibile alla carica della particella; la carica sembrerebbe piuttosto dover costituire un ostacolo al movimento, a causa dell'attrazione elettrostatica presente tra la particella carica e le molecole; ma il calcolo mostra che la perturbazione risultante è molto poco importante quando l'energia cinetica della particella è assai grande. Non sembra indispensabile ammettere che l'arresto derivi dalla perdita di carica, poiché se si può supporre che l'arresto si sia prodotto per un'altra ragione, la carica si troverà neutralizzata grazie alla presenza di ioni nel gas. Si potrebbe immaginare che una particella α che possiede una velocità sufficiente attraversi le molecole che incontra, e che esista una velocità limite al di sotto

¹⁴⁷J. J. Thomson, Conduction of Electricity through gases.

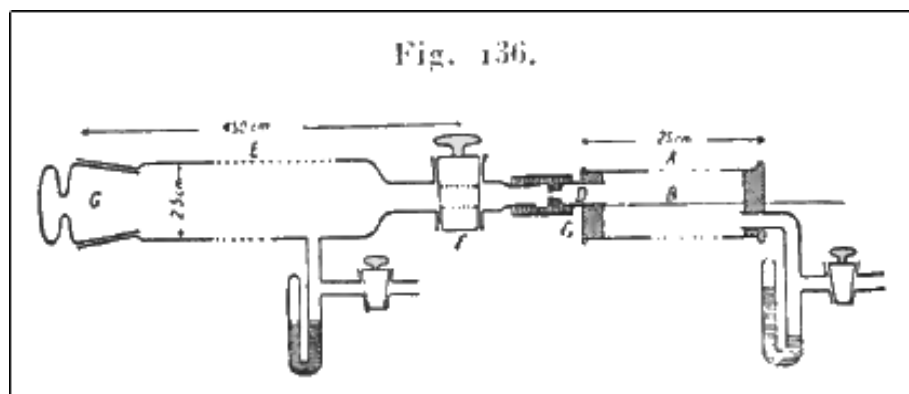
della quale questo fenomeno non si manifesta più. In questa ipotesi la grandezza della velocità sarebbe la causa determinante del disaccordo tra il tipo di moto di una particella α e le previsioni della teoria cinetica, di modo che un atomo di elio, lanciato con la stessa velocità, potrebbe comportarsi allo stesso modo.

L'esperienza mostra che la stabilità del movimento della particella non è assicurata fintanto che l'energia rimane sufficientemente grande. Tutti gli incontri con una molecola di gas devono determinare una perdita di energia della particella, soprattutto quando vi è produzione di ioni; il numero di ioni prodotti da una particella α è d'altra parte molto grande, e vi sono ragioni per pensare che le molecole che subiscono la ionizzazione costituiscano la maggior parte delle molecole incontrate.

1.34. Conteggio diretto delle particelle α . Misura della carica di una particella α . Valore della carica elementare.

La carica di una particella α e il numero di particelle emesse al secondo da un grammo di radio sono costanti di grande importanza che è utile poter determinare in modo indipendente. Si deve a MM. Rutherford e Geiger¹⁴⁸ un lavoro importante sul conteggio diretto delle particelle α .

Il principio del metodo è il seguente: una particella α isolata produce lungo il suo cammino nell'aria alla pressione atmosferica un numero di ioni molto grande ma insufficiente a produrre un effetto rilevabile sull'elettrometro. Se la particella si sposta in aria a pressione ridotta in una regione in cui esiste un campo elettrico intenso, ogni ione creato può produrne altri, per il fenomeno di ionizzazione per urto di ioni, scoperto e studiato da M. Townsend. L'effetto della particella α così moltiplicato diviene osservabile.



Lo strumento impiegato era un lungo cilindro di vetro E (fig. 136) nel quale era posta la sorgente radiante in G . questo tubo poteva essere collegato mediante un rubinetto F allo strumento di misura. Quest'ultimo era costituito da un condensatore cilindrico le cui due basi erano formate da tappi di ebanite; un filo B , posto assialmente, fungeva da elettrodo. In una delle basi C era stuccato un tubo di vetro portante un pezzo metallico forato da una finestra chiusa da una lamina in mica. Un tubo di caucciù collegava il tubo di vetro al rubinetto del tubo E . La sorgente radiante era sostenuta da un cilindro di ferro spostabile entro il tubo per mezzo di una calamita. Quando il rubinetto era aperto, i raggi α entravano dalla finestra nello strumento di misura producendovi ioni. L'intensità dell'irraggiamento nel condensatore era regolata in modo che solo qualche particella fosse raccolta al minuto. L'effetto di ogni particella si traduceva in un impulso osservato all'elettrometro; questo era collegato a terra mediante una resistenza ad aria ionizzata da una sostanza radioattiva e, dopo ogni impulso, ritornava a zero. La camera a ionizzazione era lunga 20 cm e del diametro di $1,7\text{ cm}$; la pressione del gas (aria o anidride carbonica) variava tra 2 cm e 5 cm di mercurio; la differenza di potenziale tra l'elettrodo e il contenitore esterno era di 1200 volt . Il tubo E era lungo 450 cm , e la finestra di mica aveva un diametro di $1,5\text{ mm}$.

¹⁴⁸Rutherford e Geiger, Phys. Zeit., 1909.

La sorgente radiante era il radio C . Si attivava fortemente una piccola placca di metallo; si aspettava che la rapida caduta iniziale della radioattività indotta fosse terminata (il radio A era allora eliminato); si confrontava l'irraggiamento penetrante nella placca con quello di un'ampolla contenente una quantità nota di radio, si inseriva la sorgente e si faceva il vuoto nel tubo E ; si iniziava poi l'esperienza, e via via si controllava il valore dell'attività della sorgente utilizzando i raggi penetranti emessi all'esterno del tubo. Era necessario tener conto della diminuzione dell'attività in funzione del tempo.

Il numero di impulsi è proporzionale alla superficie della finestra, all'intensità della sorgente e varia inversamente al quadrato della distanza; è indipendente dalla pressione e dalla natura del gas nella camera a ionizzazione, così come dalla differenza di potenziale utilizzata. L'emissione delle particelle avviene in modo uniforme in tutte le direzioni. Tutti questi punti sono stati direttamente verificati sperimentalmente. Il numero di particelle emesse per unità di tempo varia notevolmente, indicando così che la legge casuale interviene nel fenomeno di emissione dell'irraggiamento. Conoscendo il valore medio del numero di particelle ricevute nell'unità di tempo e l'angolo solido sotto il quale la superficie della finestra è vista dalla sorgente, si può dedurre facilmente il numero totale delle particelle emesse dalla sorgente. Si è così trovato

$$N = 3,4 \cdot 10^{10}$$

per il numero N di particelle α emesse in un secondo da una quantità di radio C che è in equilibrio con un grammo di radio. Questo numero è supposto uguale a quello delle particelle α emesse da un grammo di radio al minimo di attività. Differisce notevolmente dal numero indicato in precedenza.

Sostituendo la camera a ionizzazione con uno schermo al solfuro di zinco posto contro la finestra, ci si è accertati che ogni particella α produce una scintillazione; le scintillazioni erano osservate con un microscopio.

Si è potuto osservare con lo stesso metodo l'effetto delle particelle α dell'uranio, del torio e dell'attinio, e sembra possibile mettere in evidenza l'azione individuale di una particella β .

Se le particelle α dei quattro fasci del radio sono in egual numero, il numero di particelle emesse da un grammo di radio in equilibrio radioattivo per secondo è $13,6 \cdot 10^{10}$. Abbiamo visto, d'altra parte, che nelle stesse condizioni si ottiene per il numero delle particelle β di grande velocità $5,3 \cdot 10^{10}$ secondo M. Rutherford e 10^{11} secondo M. Makower. Il numero delle particelle α e β emesse da un grammo di radio in equilibrio non sono quindi diversi come ordine di grandezza.

Conoscendo il numero delle particelle emesse per secondo dal radio C che è in equilibrio con un grammo di radio e conoscendo inoltre la carica che accompagna queste particelle, si trova per la carica di una particella α il valore medio

$$e = 9,3 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$$

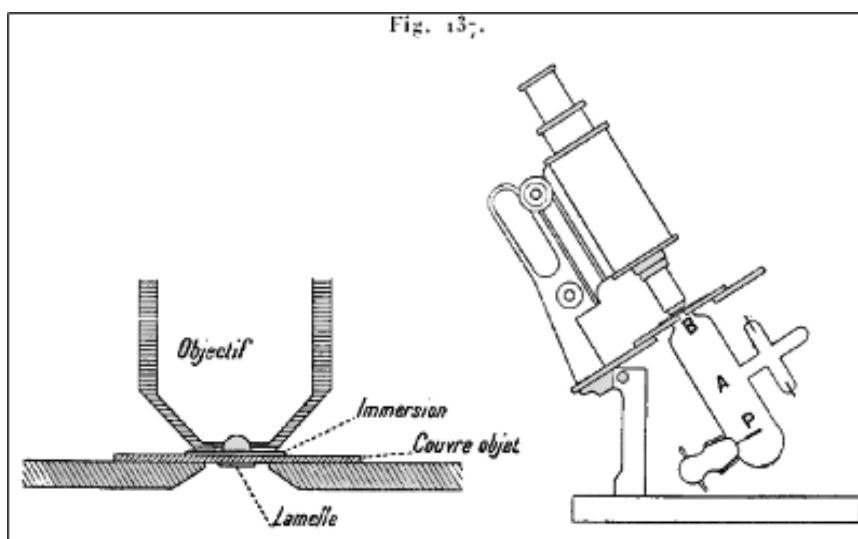
essendo i valori ottenuti nelle numerose esperienze compresi tra $8,7 \cdot 10^{-10}$ e $10,1 \cdot 10^{-10}$.

M. Rutherford ha ammesso che questo valore è doppio della carica elementare, e che il valore di questa è, di conseguenza, maggiore di quello ammesso in base alle esperienze di M. J.J. Thomson e di M. Wilson. Egli ha quindi proposto di adottare per la carica elementare il valore $4,65 \cdot 10^{-10}$. Questo valore è in accordo con quello dedotto da M. Planck dalle leggi dell'irraggiamento e con i risultati di alcune esperienze recenti.

La carica di una particella α del polonio è stata misurata da M. Regener¹⁴⁹. L'esperienza consisteva nel misurare la carica positiva emessa da una lamina portante un deposito di polonio in strato sottile, e nel contare il numero di particelle emesse nello stesso tempo nella lamina, utilizzando le scintillazioni prodotti da queste particelle su uno schermo fosforescente. Il metodo suppone quindi che ogni particella α produca un punto luminoso.

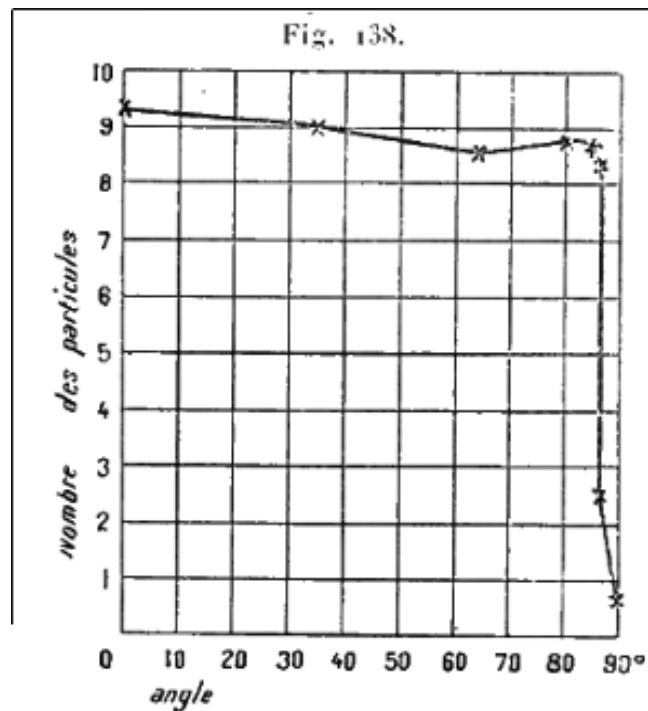
¹⁴⁹Regener, Acad. de Berlin., 1909.

Confrontando il numero di particelle contate con il metodo elettrico con quelle osservate mediante la scintillazione, quando la camera a ionizzazione è tolta e sostituita da uno schermo fosforescente trasparente fissato all'estremità del tubo E in D . MM. Rutherford e Geiger avevano trovato che il metodo ottico dà un risultato inferiore di circa il 4% di quello fornito dal metodo elettrico. La concordanza appare quindi buona, e si poteva sperare di migliorarla ancora perfezionando le condizioni sperimentali. Per questo lo schermo al solfuro di zinco incollato è stato sostituito con lamine sottili ritagliate nella blenda naturale, nel diamante e nella willemita. Le scintillazioni erano osservate per mezzo di un microscopio dotato di un obiettivo a immersione, e le osservazioni iniziavano solo dopo una lunga permanenza all'oscurità. La sorgente radiante si trovava in un tubo nel quale si faceva un vuoto perfetto, e l'angolo solido comprendente i raggi utilizzati era definito da un diaframma, in modo che il numero dei punti luminosi da contare fosse in medio di uno ogni due secondi. Il conteggio era fatto con un procedimento di registrazione e, per eliminare l'effetto delle oscillazioni del numero di particelle irraggiate, si contavano in ogni serie di esperienze circa 5000 punti luminosi. Il dispositivo sperimentale è rappresentato nella figura 137.



Modificando l'orientazione della lastra attiva P si può studiare la ripartizione dell'irraggiamento lungo le direzioni che formano un angolo variabile con la normale alla lastra. Si trova che, quando questo angolo varia da 0° a 87° (fig. 138), il numero delle scintillazioni rimane costante; solo per un angolo superiore a 88° si manifesta una diminuzione rapida del numero di particelle ricevute, ed è probabile che questo effetto sia attribuibile alle disegualianze della superficie attiva. È legittimo, da ciò, ammettere che l'emissione non varia con la direzione.

La carica emessa dalla lastra attiva sotto forma di raggi α era misurata per mezzo di un dispositivo analogo a quello della figura 134, ma il cui recettore C non era chiuso da una lamina di alluminio sottile. Gli elettroni lenti emessi dal polonio e dal recettore erano ricondotti alle superfici di emissione con l'impiego di un campo magnetico. Era stato realizzato un vuoto il più perfetto possibile per ridurre la ionizzazione del gas residuo. La corrente di ionizzazione era solo una frazione del 3% circa della corrente di carica dovuta ai raggi α .



I risultati di numerose serie di esperienze hanno dato, per il valore medio del numero di particelle emesse al secondo dalla placca attiva, il numero $3,93 \cdot 10^3$ e per la carica emessa nello stesso tempo il valore $0,000377 u.e.s.$; da cui per la carica e di una particella α ,

$$e = 9,58 \cdot 10^{-10} u.e.s.$$

Questo valore è in buon accordo con i risultati di MM. Rutherford e Geiger.

Se la particella α porta la doppia carica elementare, il valore e_0 di quest'ultima è probabilmente circa

$$e_0 = 4,7 \cdot 10^{-10} u.e.s.$$

Adottando il numero $4,7 \cdot 10^{-10}$ per la carica elementare, si prenderà $2,7 \cdot 10^{19}$ per il numero di molecole di un gas contenuto in $1 cm^3$ di volume in condizioni di temperatura e di pressione normali; la massa di un atomo sarà $1,6 \cdot 10^{-21} g$ e il numero di molecole in un grammo-mole sarà $6,1 \cdot 10^{23}$.

Risulta inoltre, dal valore del rapporto $\frac{e}{m}$, che la massa calcolata per una particella α è assai poco diversa da quella di un atomo di elio, e che l'identità delle particelle α con gli atomi di elio è così confermata.

Dall'insieme delle belle esperienze di M. Rutherford e dei suoi collaboratori, la natura della particella α sembra definitivamente stabilita.

1.35. Volume dell'emanazione in equilibrio con un grammo di radio. Velocità di produzione di elio dal radio

Partendo dai dati numerici che risultano dalle esperienze di M. Rutherford, si possono fare le seguenti considerazioni:

Se un atomo di radio, disintegrandosi, emette una sola particella α e un solo atomo di emanazione, allora il numero degli atomi di emanazione emessi per secondo per grammo di radio è uguale a $3,4 \cdot 10^{10}$, e il numero degli atomi di elio formati per secondo è $3,4 \cdot 10^{10}$ per un grammo di radio in equilibrio radioattivo.

Il numero di atomi di emanazione in equilibrio radioattivo con un grammo di radio è quindi uguale a $3,4 \cdot 10^{10} \times \theta$, dove θ è la vita media dell'emanazione, uguale a $4,83 \cdot 10^5 s$. Il volume occupato da questi atomi è rappresentato dalla formula

$$\frac{3,4 \cdot 10^{10} \times 4,82 \cdot 10^5}{2,7 \cdot 10^{19}} cm^3 = 0,6 mm^3$$

Questo numero è molto vicino a quello che risulta dalle determinazioni sperimentali.

Il volume occupato dall'elio prodotto in un secondo è uguale a $\frac{4 \times 3,4 \cdot 10^{10}}{2,7 \cdot 10^{19}} \text{ cm}^3$, e ciò porta a un volume di $0,43 \text{ mm}^3$ per giorno e a un volume di 158 mm^3 per anno e per grammo di radio; questo valore è in accordo con i risultati sperimentali.

1.36. Numero di ioni prodotti da una particella α lungo il suo cammino

Se si conosce la corrente di saturazione i , prodotta in una camera a ionizzazione dall'emissione nell'unità di tempo di un numero noto n di particelle α che sono completamente assorbite dal gas, si può dedurre il numero di ioni N generati da una sola particella. Quando l'esperienza è eseguita con sale di radio, è necessario che questo sia utilizzato in strati molto sottili, di modo che l'assorbimento delle particelle α nel sale possa essere considerato trascurabile.

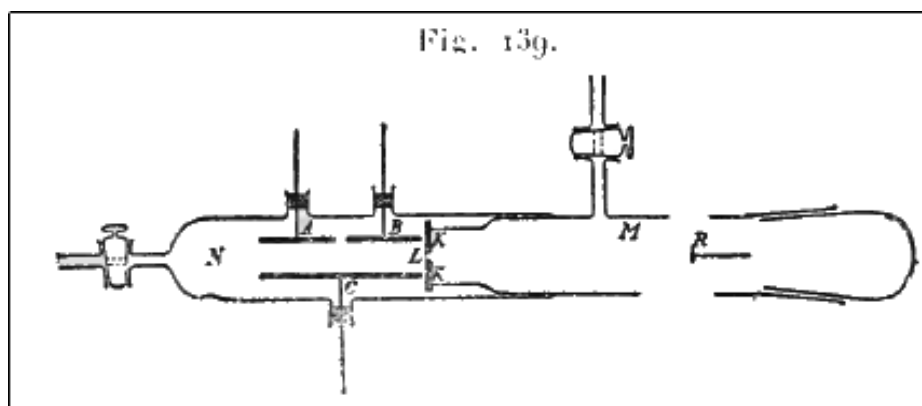
Siano i il valore della corrente di saturazione e e_0 la carica di uno ione. Si trova

$$N = \frac{i}{ne_0}$$

Una determinazione approssimata fatta da M. Rutherford ha indicato che il numero di ioni prodotti da una particella α del radio al minimo di attività (cammino di $3,5 \text{ cm}$) è di circa 120000.

Uno studio più preciso è stato svolto da M. Geiger¹⁵⁰ che ha determinato la ionizzazione totale a pressione ridotta per diversi tratti del cammino dei raggi α del radio C ; è facile, così facendo, ottenere la corrente di saturazione, mentre utilizzando i raggi α a pressione atmosferica, è spesso difficile ottenere questo risultato. La quantità di radio C era valutata dalla misura dell'irraggiamento γ , e si conosceva, di conseguenza, il numero di particelle α emesse per unità di tempo.

Un fascio molto stretto di raggi paralleli emessi dalla sorgente R e limitato dal diaframma K (fig. 139) attraversava una finestra in mica molto sottile ed era ammesso nella camera a ionizzazione formata dai piatti B e C ; il piatto A serviva da piatto di guardia; grazie alla sua presenza gli ioni prodotti tra B e C erano i soli raccolti dal piatto B collegato all'elettrometro. Per eseguire una serie di esperienze si faceva variare la pressione del gas nello strumento; ad una pressione determinata, si utilizzava una parte del cammino delle particelle corrispondente ad una parte pure determinata e molto piccola del cammino in aria a pressione atmosferica. La posizione di quest'ultima parte era calcolata ammettendo che il cammino varia inversamente alla pressione. Per studiare la parte iniziale del cammino sulla lunghezza di 1 cm , si poneva la sostanza attiva al centro di una camera a ionizzazione sferica nella quale veniva fatta variare la pressione; si constata che, per le basse pressioni, la ionizzazione varia proporzionalmente alla pressione, ciò che indica che in questa regione il potere ionizzante della particella rimane costante.



¹⁵⁰Geiger, Le Radium, 1909.

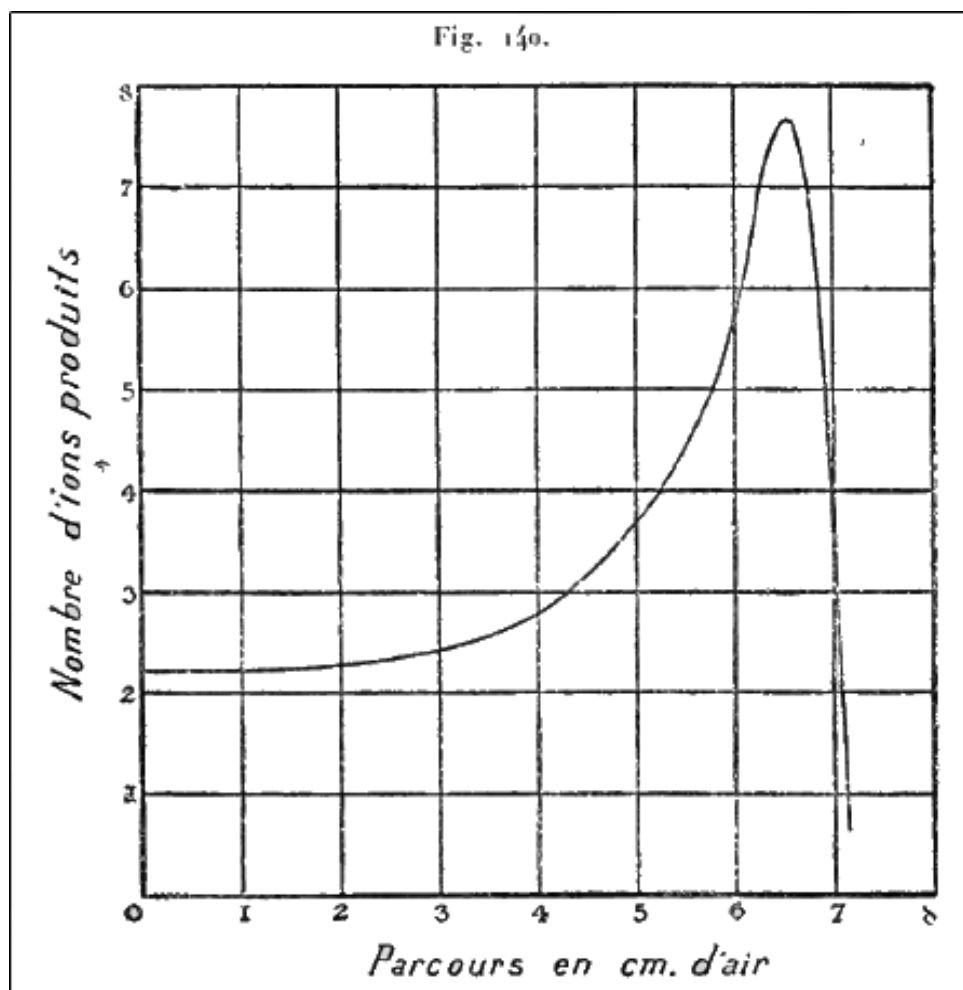
Il potere ionizzante medio di un fascio di raggi α del radio C in diversi punti del cammino è indicato nella Tabella seguente, i cui valori si riferiscono all'aria alla temperatura di 12° e a pressione atmosferica:

Cammino in centimetri	Ioni per millimetro e per particella
1	2250
2	2300
3	2400
4	2800
5	3600
6	5500
6,5	7600
7	4000

Questi stessi risultati sono rappresentati nella figura 140. La scala scelta è tale che ogni centimetro quadrato rappresenti 10^4 ioni.

Il numero di ioni rapportato ad una particella del radio C è determinato dall'area compresa tra la curva di ionizzazione e gli assi. Questo numero è uguale a $2,37 \cdot 10^5$, ammettendo che la carica di uno ione valga $4,65 \cdot 10^{-10} u.e.s$

Il numero di ioni prodotti dalle particelle α emesse da altre sostanze è stato calcolato ammettendo che la curva di ionizzazione corrispondente si sovrapponga a quella ottenuta per i raggi α del radio C a partire dal termine del cammino.



Questi numeri sono indicati nella Tabella seguente¹⁵¹:

	Percorso a in cm	Numero N di ioni prodotti	$\frac{N}{a}$
Radio	3,50	$1,53 \cdot 10^5$	$4,37 \cdot 10^4$
Emanazione	4,23	$1,74 \cdot 10^5$	$4,11 \cdot 10^4$
Radio A	4,83	$1,87 \cdot 10^5$	$3,87 \cdot 10^4$
Radio B	7,06	$2,37 \cdot 10^5$	$3,36 \cdot 10^4$
Radio C	3,86	$1,62 \cdot 10^5$	$4,19 \cdot 10^4$

Si vede che il rapporto $\frac{N}{a}$ decresce al crescere del cammino.

Dai risultati indicati si può calcolare che la corrente di saturazione \mathcal{J} ottenuta con un grammo di radio al minimo di attività distribuito in uno strato molto sottile su una lamina, in modo che la metà delle particelle emesse sia assorbita nel gas, vale

$$\mathcal{J} = 1,21 \cdot 10^6 \text{ u.e.s}$$

Questo risultato può fungere da dosaggio di piccole quantità di radio.

Se si ammette che i numeri delle particelle α emesse nei diversi fasci sono gli stessi, si può calcolare il rapporto tra la ionizzazione totale, ottenuta con una data quantità di radio in equilibrio radioattivo, e la ionizzazione ottenuta con la stessa quantità di radio al minimo di attività; questo rapporto deve infatti essere uguale a $\frac{1,53+1,74+1,87+2,37}{1,53} = 4,9$.

Una determinazione sperimentale dello stesso rapporto è stata fatta da M. Boltwood¹⁵² nel modo seguente: si misurava l'attività iniziale di un sale radifero in strato molto sottile (al minimo di attività); si lasciava questo sale in un contenitore chiuso e a secco per un mese; al termine il sale conteneva solo il 70% della quantità di emanazione che sarebbe rimasta se fosse stata completamente bloccata. Si misurava l'attività limite del sale e si faceva la correlazione relativa all'emanazione che era sfuggita. Il rapporto così trovato tra l'attività limite e quella iniziale era uguale a 5,6.

È quindi probabile che le particelle α dei diversi fasci siano in numero uguale. Le misure devono essere fatte avendo cura che i raggi α di tutti i cammini siano completamente assorbiti in aria.

Il numero di ioni prodotti in media in aria per particella α , nella regione del cammino che corrisponde al massimo della ionizzazione, è uguale a 76000 per centimetro, alla pressione e temperatura ordinarie. In queste condizioni di temperatura e di pressione il percorso medio di una molecola d'aria è di circa 10^{-5} cm . Il cammino medio di una particella α in aria deve essere maggiore perché la particella è probabilmente più piccola di una molecola d'aria, e poiché la sua velocità è molto grande rispetto a quella delle molecole d'aria; per quest'ultimo motivo il cammino medio deve essere accresciuto nel rapporto $\sqrt{2}$. Se si ammette che il cammino medio è circa $1,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, il numero di molecole incontrate sulla lunghezza di 1 cm è circa 70000, e questo numero è dello stesso ordine di grandezza di quello indicato dall'esperienza per il numero di ioni prodotti. È difficile valutare esattamente il valore del cammino medio: è tuttavia probabile che il massimo del potere ionizzante corrisponda alla ionizzazione di ogni molecola incontrata.

L'energia persa da una particella α del radio C lungo il suo percorso è circa $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$; il numero di ioni prodotti è circa $2,4 \cdot 10^5$; se l'energia fosse interamente utilizzata per la produzione di ioni, il dispendio di energia per molecola ionizzata sarebbe di circa $0,5 \cdot 10^{-10} \text{ erg}$. Questo valore costituisce quindi un limite superiore all'energia necessaria per la ionizzazione di una molecola d'aria.

¹⁵¹L'esattezza di questi numeri può trovarsi limitata a causa dell'impiego dell'idrogeno al posto dell'aria nella camera a ionizzazione. La forma della curva di ionizzazione nell'idrogeno è, infatti, un poco diversa da quella in aria.

¹⁵²Boltwood, Phys. Zeit., 1906.

1.37. Produzione di raggi secondari da parte dei raggi α . Diffusione dei raggi α

Quando i raggi α attraversano la materia, non si osserva né una significativa diffusione, né una produzione apprezzabile di raggi secondari, come risultava dalle prime esperienze di H. Becquerel a tale proposito. Queste esperienze erano eseguite con il metodo radiografico, e ci si potrebbe chiedere se non si potrebbe osservare una produzione di raggi secondari operando in modo diverso.

Ho cercato di mettere in evidenza una trasformazione dei raggi del polonio, impiegando il metodo dell'interposizione di schermi¹⁵³: due schermi sovrapposti E_1 e E_2 erano attraversati dai raggi; l'ordine di attraversamento deve essere indifferente, se il passaggio attraverso schermi non modifica i raggi; se, al contrario, ogni schermo li modifica trasmettendoli, l'ordine degli schermi non è più indifferente. Se, per esempio, i raggi si trasformano in raggi più assorbibili attraversando del piombo, e l'alluminio non produce un effetto analogo con la stessa importanza, allora il sistema piombo-alluminio apparirà più opaco del sistema alluminio-piombo; è quanto avviene per i raggi Röntgen.

L'esperienza indica che questo fenomeno si produce con i raggi del polonio. Lo strumento impiegato era quello della figura 119. Il polonio era posto in un contenitore *CCCC* e gli schermi assorbenti, necessariamente molto sottili, erano posti sulla tela metallica *T*.

Schermi impiegati	Spessore (<i>mm</i>)	Corrente osservata
Alluminio	0,01	17,9
Ottone	0,005	
Ottone	0,005	6,7
Alluminio	0,01	
Alluminio	0,01	150
Stagno	0,005	
Stagno	0,005	125
Alluminio	0,01	
Stagno	0,005	13,9
Ottone	0,005	
Ottone	0,005	4,4
Stagno	0,005	

I risultati ottenuti provano che l'irraggiamento è modificato attraversando uno schermo solido e sono in accordo con le esperienze nelle quali, di due lamine metalliche identiche e sovrapposte, la prima si mostra meno assorbente della successiva. È probabile che l'azione trasformatrice di uno schermo sia tanto maggiore quanto questo schermo è più lontano dalla sorgente.

Sembra possibile spiegare queste esperienze con la produzione sulle facce degli schermi di raggi secondari la cui natura e quantità sarebbe variabile con il tipo di schermo. Tuttavia, le ricerche fatte successivamente hanno mostrato che non si può evidenziare la produzione di tali raggi, né con l'effetto ionizzante, né con quello radiografico. Questo fatto risulta molto chiaramente dalle seguenti esperienze¹⁵⁴: i raggi emessi dalla sorgente attiva (fig. 123, II) dovuti al polonio in strato molto sottile, attraversano un diaframma composto di una serie di tubi sovrapposti e sono poi ricevuti in una camera a ionizzazione stretta, formata da una tela metallica collegata alla batteria e un piatto posto al di sopra e collegato all'elettrometro. Il piatto poteva essere tolto e sostituito da altri aventi esattamente la stessa forma, ma di materiali diversi: alluminio, rame, zinco, ottone; lo strumento era costruito con sufficiente precisione tanto da non apportare modifiche nella forma della camera a ionizzazione. Si costruiva la curva di ionizzazione dei raggi del polonio per ogni piatto; le curve ottenute sono esattamente sovrapponibili, e non è osservabile alcuna influenza del metallo frapposto. Lo stesso risultato si

¹⁵³Madame Curie, Tesi di dottorato, Paris, 1903.

¹⁵⁴Lattès: Le Radium, 1908.

ottiene sostituendo il piatto superiore con una tela metallica tesa collegata all'elettrometro sulla quale si pongono dei fogli metallici molto sottili di diverso materiale: alluminio, zinco, piombo. Se i raggi α del polonio incontrando gli schermi producessero raggi secondari molto assorbibili in aria e dotati di potere ionizzante, il dispositivo illustrato dovrebbe essere particolarmente adatto ad evidenziare l'effetto di tali raggi, poiché il potere ionizzante dei raggi α sarebbe utilizzato solo lungo un piccolo cammino (profondità della camera a ionizzazione $0,5\text{ mm}$). Si può quindi concludere che non esiste alcun *effetto metallo*, accompagnato da ionizzazione, dovuto ai raggi α .

Altre esperienze sono state eseguite con il metodo radiografico. Uno stretto fascio di raggi del polonio, limitato da due fenditure simili e parallele poste una sopra l'altra, incontrava una lastra fotografica inclinata il cui bordo orizzontale era perpendicolare alla direzione delle fenditure; questa lastra si appoggiava su una parete divisoria orizzontale, il cui bordo estremo orizzontale e perpendicolare alle fenditure si trovava al di sopra della loro metà. Questo bordo avrebbe potuto essere la sede di una emissione secondaria, e in questo caso la parte superiore dell'immagine prodotta dai raggi diretti avrebbe potuto essere circondata da un alone diffuso. Le esperienze erano fatte sia a pressione atmosferica sia a una pressione inferiore a quella di 1 mm di mercurio; in nessun caso si è osservata la minima traccia di quanto atteso.

Sembra quindi ben stabilito che i raggi α non producano raggi secondari dotati di potere ionizzante e capaci di impressionare lastre fotografiche. In compenso alcune esperienze sono favorevoli all'esistenza di un irraggiamento secondario lento di tipo β ; questo irraggiamento si può evidenziare solo tramite la carica che trasporta. M. Logeman ha studiato la velocità con la quale si carica un piatto metallico esposto ai raggi del polonio in un campo magnetico¹⁵⁵; questa velocità dipende dal tipo di metallo impiegato sul piatto. Nelle esperienze di M. Moulin¹⁵⁶, i raggi del polonio attraversavano una tela metallica collegata a terra, e penetravano poi in un condensatore, formato da una tela collegata a una batteria e un piatto collegato all'elettrometro. Portando il polonio a un potenziale positivo elevato, per impedire l'emissione di elettricità negativa la corrente ottenuta nel condensatore dipende dal verso del campo. Nei due casi l'elettrometro raccoglie elettricità positiva, ma la velocità di carica è maggiore quando il piatto collegato all'elettrometro è carico negativamente; in questo caso, infatti, vi è emissione secondaria di elettricità negativa dal piatto sotto l'effetto dei raggi α che lo colpiscono, mentre nel caso contrario, questi raggi non possono lasciare il piatto se la differenza di potenziale tra il piatto e la tela è sufficiente. La differenza di potenziale che basta a fermare l'emissione secondaria è da 10 a 15 volt, e si può quindi concludere che i raggi secondari hanno una velocità insufficiente per poter ionizzare il gas. Nelle stesse esperienze si è evidenziata l'emissione da parte del polonio di raggi β la cui velocità sembra superiore a $10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; la frazione di questi raggi è probabilmente piccola. Un debole campo magnetico basta a riportare i raggi secondari sul piatto che li emette; un campo magnetico più intenso è necessario per riportare tutti i raggi β del polonio alla sorgente; per un campo magnetico sufficiente, la carica ricevuta dal piatto collegato all'elettrometro è dovuta ai soli raggi α .

Le esperienze relative all'effetto di inversione degli schermi non si possono quindi interpretare con una emissione di raggi secondari, e si tratta, di conseguenza, di un effetto sui raggi primari. Si è proposto di spiegare il fenomeno, sia con la variazione del potere assorbente di uno schermo con la velocità dei raggi^{157, 158}, sia con la diffusione dei raggi α al passaggio degli schermi¹⁵⁹.

Gli effetti dell'inversione degli schermi ottenuto con i diversi osservatori che utilizzano raggi normali agli schermi sono molto più piccoli di quelli ottenuti da M. Curie; è quindi probabile che il fenomeno cresca molto quando si utilizzano raggi obliqui. In questa caso una inversione

¹⁵⁵Logeman, Proc. Roy. Soc., 1908.

¹⁵⁶Moulin, Le Radium, 1907.

¹⁵⁷Meyer, Phys. Zeit., 1906.

¹⁵⁸Bragg, Phil. Mag., 1907.

¹⁵⁹Kucera e Masek, Phys. Zeit., 1906.

dell'ordine degli schermi può produrre un grande cambiamento nell'intensità dei raggi che attraversano, e ciò sia con uno strato radiante spesso sia uno molto sottile. Ecco i risultati di qualche esperienza eseguita con l'utilizzo di raggi da tutte le direzioni, e con un doppio schermo posto ad una distanza di 6 mm dalla sostanza attiva¹⁶⁰.

Tipo di schermo	in strato spesso	in strato sottile
Stagno-ottone	95,6	21,2
Ottone-Stagno	38,5	9,3
Alluminio-Rame	72,6	14,4
Rame-Alluminio	59,2	12,5
Alluminio-Argento	79,0	21,2
Argento-Alluminio	56,9	18,0
Alluminio-Platino	117	32,4
Platino-Alluminio	94	27,6

La variazione del potere di arresto degli schermi con il tipo e lo spessore della materia già attraversata è ancora poco noto, e tenendo conto di questa variazione non è facile calcolare l'effetto di un inversione dell'ordine degli schermi per raggi emessi in tutte le direzioni. È tuttavia probabile che sia questa la causa principale delle differenze osservate; la diffusione dei raggi α che attraversano normalmente uno schermo sottile è molto piccola, ma deve essere molto più importante per i raggi obliqui allo schermo che attraversano uno spessore di materia maggiore.

M. Rutherford ha osservato che un fascio stretto di raggi α attraversanti uno strato di mica sottile produce un'immagine fotografica meno ben definita che in assenza dello schermo, e che la deviazione dei raggi per diffusione può raggiungere 2 gradi. Per ottenere la stessa deviazione con l'applicazione di un campo elettrico normale al raggio, lungo un cammino di pari lunghezza, bisognerebbe impiegare un campo con una intensità uguale a 100 milioni di volt per centimetro¹⁶¹, e ci si può così fare un'idea della grandezza dei campi elettrici prodotti dagli atomi.

Le esperienze seguenti indicano pure una diffusione dei raggi α . La ionizzazione prodotta dai raggi è misurata dopo il loro passaggio attraverso due griglie sovrapposte¹⁶²; queste griglie sono simili a quelle che fungono da diaframmi per la costruzione della curva di ionizzazione. Si osserva il rapporto tra le correnti ottenute con un solo diaframma o con due diaframmi sovrapposti, sia ricoprendo il primo diaframma con uno schermo, sia eliminando questo diaframma. Il rapporto non è lo stesso in tutti i due casi, e si constata così un effetto di diffusione che aumenta con il peso atomico del metallo impiegato per lo schermo.

Uno studio più preciso della diffusione dei raggi α è stato fatto da M. Geiger¹⁶³. Un fascio collimato di raggi α , uscente da una sorgente di piccole dimensioni e limitato da un diaframma circolare, era ricevuto su uno schermo al solfuro di zinco sul quale produceva una macchia di scintillazioni ben limitata, essendo l'esperienza fatta nel vuoto. Ricoprendo il diaframma con un sottile schermo metallico, si constatava che le scintillazioni si trovavano distribuite su una superficie più grande. La densità delle scintillazioni era decrescente dal centro verso il bordo; la si determinava contando per mezzo di un microscopio il numero di scintillazioni per unità di tempo e di superficie, a differenti distanze r dal centro. Il numero delle particelle che hanno subito una deviazione angolare uguale a $\frac{r}{s}$, dove s è la distanza tra schermo fosforescente e diaframma, è misurata dalla quantità $2\pi rn$; questa quantità passa per un massimo per un certo valore di r ; l'angolo di deviazione corrispondente era considerato come l'*angolo di dispersione più probabile* per le particelle α di una determinata velocità attraversano lo schermo utilizzato. Si trovava, per esempio, che per i raggi α del radio C attraversanti un foglio d'oro di spessore

¹⁶⁰Lattès, Le Radium, 1908.

¹⁶¹Rutherford, Phil. Mag., 1906.

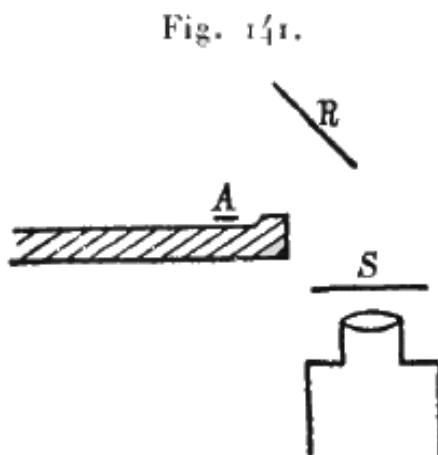
¹⁶²M. Meitner, Phys. Zeit., 1907.

¹⁶³Geiger, Proc. Roy. Soc., 1910.

equivalente a 1 cm d'aria, questo angolo φ era uguale a $2,1^\circ$. L'esperienza mostra che l'angolo φ cresce rapidamente quando la velocità dei raggi diminuisce; varia approssimativamente in proporzione inversa del cubo della velocità. È all'incirca proporzionale allo spessore dello schermo, salvo per spessori molto piccoli, per i quali l'aumento è meno rapido. Ammettendo che il diametro di un atomo è circa $2 \cdot 10^{-8}$, M. Geiger ha dedotto dalle sue misure che il valore dell'angolo φ per un atomo d'oro è circa $0,005^\circ$.

Il valore di φ per una lamina metallica, per la quale lo spessore d'aria equivalente è 1 cm, è stato chiamato *coefficiente di dispersione*. Questo coefficiente aumenta con il peso atomico del metallo.

La riflessione diffusa dei raggi α è stata constatata da MM. Geiger e Marsden¹⁶⁴ osservando i raggi mediante le scintillazioni prodotte su uno schermo di solfuro di zinco; il dispositivo sperimentale, analogo a quello utilizzato per lo studio dei raggi secondari dei raggi β è rappresentato nella figura 141. La sorgente radiante era costituita dal deposito attivo del radio portato da un piccolo piatto A; il radiatore R rifletteva alcune delle particelle α ricevute sullo schermo fosforescente S che si osserva al microscopio. Le particelle riflesse sono rinviate indifferentemente in tutte le direzioni, e il rapporto tra il numero delle particelle rinviate e quello delle particelle ricevute è stato trovato uguale a $\frac{1}{8000}$ per un riflettore in platino. Si è constatato che il fenomeno di riflessione diffusa assume un'importanza maggiore quando l'incidenza è rasente.



La riflessione per diffusione è un effetto di volume. Il numero di particelle respinte cresce con lo spessore del radiatore fino ad un certo limite che è raggiunto per uno spessore molto piccolo. Questo numero Δ dipende dal tipo di radiatore e aumenta con il peso atomico p di questo; tuttavia il rapporto $\frac{\Delta}{p}$ diminuisce al crescere del peso atomico. Si è potuto constatare, in assenza dell'intero riflettore, un effetto di dispersione delle particelle α da parte dell'aria atmosferica.

M. Duane¹⁶⁵ ha mostrato che la produzione dei raggi secondari (elettroni lenti) da parte dei raggi α cessa al termine del loro cammino. Le misure erano fatte con il dispositivo che era servito per la misura del cammino per la carica trasportata. In assenza di campo magnetico l'elettrodo raccoglie una corrente

$$i = a + s_1 - s_2$$

dove a è la corrente della carica positiva dei raggi α , s_1 la corrente dovuta all'emissione di elettricità negativa dall'elettrodo; s_2 la corrente dovuta all'emissione di elettricità negativa da parte della finestra. Si possono separare le correnti a , s_1 , s_2 mediante un campo elettrico e un campo magnetico; quest'ultimo sopprime s_1 e s_2 mentre il primo, secondo il suo verso, sopprime s_1 o s_2 . La ionizzazione del gas residuo era considerata come trascurabile. Facendo variare la distanza della sorgente del gas radiante (radio al minimo di attività), alla finestra, si constata

¹⁶⁴Geiger e Marsden, Le Radium, 1909.

¹⁶⁵Duane, Comptes rendus, 1908.

che la produzione di raggi secondari è soppressa contemporaneamente alla carica dei raggi. Se vi è una differenza, il cammino è più breve per la carica che per il potere di produrre raggi secondari, ma, in tutti i casi, la differenza è molto piccola.

RAGGI γ

1.38. Scoperta dei raggi γ . Potere di penetrazione

La scoperta dei raggi γ è dovuta a M. Villard¹⁶⁶ che fu il primo ad osservare che il radio emette raggi molto penetranti non deviati in un campo magnetico. Nelle esperienze di M. Villard, un fascio di raggi del radio sottoposti all'azione di un campo magnetico era ricevuto molto obliquamente su una serie di lastre fotografiche. Il fascio non deviabile e penetrante γ attraversava tutte le lastre senza diffusione e lasciava la propria traccia su ognuna di esse. Il fascio deviato β produceva un'immagine solo sulla prima lastra; questo fascio non appariva quindi contenere raggi di grande penetrazione.

La scoperta di M. Villard è stata confermata da Becquerel¹⁶⁷. P. Curie ha osservato nelle sue esperienze che il fascio dei raggi penetranti del radio analizzato a grande distanza dalla sorgente contiene circa il 10% di raggi non deviati dal campo magnetico. La presenza del 90% di raggi deviati dal campo sembrava in contraddizione con i risultati di M. Villard. Tuttavia questo disaccordo si spiega con le proprietà dei raggi β . Nelle esperienze di M. Villard, i raggi deviabili e penetranti β non impressionano le lastre fotografiche poste dopo la prima, poiché sono in gran parte diffusi in tutte le direzioni dal primo ostacolo solido incontrato e non formano più un fascio. Nelle esperienze di P. Curie, i raggi emessi dal radio e trasmessi dal vetro dell'ampolla erano pure probabilmente diffusi dal vetro, ma l'ampolla essendo molto piccola, funzionava allora come una sorgente di raggi deviabili β partenti dalla superficie, e si sono potuti osservare questi ultimi fino ad una grande distanza dall'ampolla.

I raggi γ del radio sono estremamente penetranti; con una sorgente sufficientemente intensa si può osservare l'effetto ionizzante di questi raggi attraverso spessori di metallo di 20 o 30 *cm*. L'azione dei raggi γ su uno schermo al platinocianuro di bario si può facilmente osservare attraverso corpi umani. I raggi trasmessi da uno spessore di piombo uguale a 1 *cm* si possono considerare come tutti appartenenti alla specie γ . Possono essere osservati con il metodo elettrico nel modo seguente: un elettroscopio è posto su una lastra di piombo di grandi dimensioni e dello spessore di qualche millimetro; la materia attiva è posta sotto l'elettroscopio. Si misura dapprima la velocità di scarica in assenza della materia attiva; poi si misura questa stessa velocità in presenza della materia attiva e con l'interposizione di schermi di spessore variabile tra la materia attiva e l'elettroscopio. Si è pure utilizzato per ricerche di questo tipo una camera a ionizzazione a piatti paralleli verticali; gli schermi erano posti orizzontalmente sopra la camera, tra questa e la materia attiva. Con uno strumento sensibile si possono osservare i raggi γ prodotti dall'uranio e dal torio.

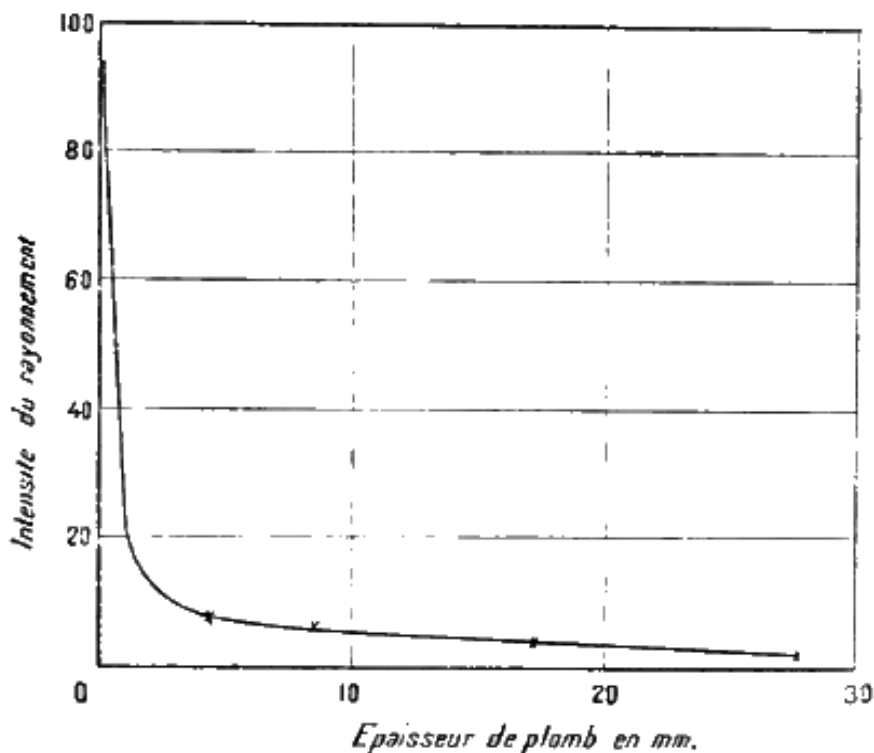
La curva rappresentata in figura 142 indica la variazione dell'assorbimento con lo spessore, usando il piombo come materiale assorbente¹⁶⁸.

¹⁶⁶Villard, Comptes rendus, 1900.

¹⁶⁷Becquerel, Comptes rendus, 1900.

¹⁶⁸Mc Clelland, Phil. Mag., 1904.

Fig. 142.



L'assorbimento è relativamente alto per gli spessori di piombo inferiori a 4 mm ; poi la diminuzione dell'irraggiamento diviene molto più lenta, e si ammette che essa caratterizza allora i raggi γ .

Il potere di penetrazione dei raggi γ è stato oggetto di numerose ricerche. Si è trovato, più spesso, che il coefficiente di assorbimento diminuisce al crescere dello spessore della materia attraversata. Inoltre, il coefficiente μ è molto approssimativamente proporzionale alla densità d della materia assorbente. Il potere di penetrazione dei raggi γ varia con l'elemento dell'emettitore. L'aumento del potere di penetrazione con lo spessore della materia attraversata è un fatto noto per i raggi Röntgen.

Nelle Tabelle seguenti i coefficienti di assorbimento μ indicati sono i coefficienti medi per un aumento dato l dello spessore dello schermo; essi sono calcolati applicando la formula $\lambda = \lambda_0 e^{-\mu l}$.

La Tabella I contiene i valori dei coefficienti di assorbimento per i raggi γ del radio e per diversi materiali assorbenti. Gli schermi utilizzati erano preceduti da una lamina di piombo spessa 8 mm , destinata ad assorbire completamente i raggi β :

Tabella I; μ [Mc Clelland¹⁶⁹]

	$l = 2,5\text{ mm}$	$l = 5\text{ mm}$	$l = 10\text{ mm}$	$l = 15\text{ mm}$
Platino	1,167			
Mercurio	0,726	0,661	0,538	0,493
Piombo	0,641	0,563	0,480	0,440
Zinco	0,282	0,266	0,248	0,266
Alluminio	0,104	0,104	0,104	0,104
Vetro	0,087	0,087	0,087	0,087
Acqua	0,034	0,034	0,034	0,034

In queste esperienze, l'assorbimento in alluminio, nel vetro e nell'acqua erano troppo piccoli per poter determinare con precisione la variazione di μ con lo spessore attraversato.

Nella Tabella II si trovano riuniti i valori del rapporto $\frac{\mu}{d}$ tra i coefficienti di assorbimento contenuti nella Tabella I e la densità della materia assorbente. Si constata che per le sostanze

assorbenti di piccola densità il rapporto è costante; per le sostanze più dense il rapporto è maggiore, ma tende verso lo stesso valore costante per schermi molto spessi.

Tabella I; $\frac{\mu}{d}$

	$l = 2,5\text{ mm}$	$l = 5\text{ mm}$	$l = 10\text{ mm}$	$l = 15\text{ mm}$
Platino	0,054	"	"	"
Mercurio	0,053	0,048	0,039	0,036
Piombo	0,056	0,049	0,042	0,037
Zinco	0,039	0,037	0,034	0,033
Alluminio	0,038	0,038	0,038	0,038
Vetro	0,034	0,034	0,034	0,034
Acqua	0,034	0,034	0,034	0,034

Ecco una Tabella comparativa dei risultati ottenuti da diversi sperimentatori per l'assorbimento dei raggi γ del radio per il piombo.

Tabella III

<i>Mc Clelland</i> ¹⁷⁰				<i>Eve</i> ¹⁷¹			
	Spessore <i>cm</i>		μ		Spessore <i>cm</i>		μ
Tra	0,8	e 1,05	0,64	Tra	0,64	e 1,21	0,57
"	0,8	1,3	0,56	"	1,21	1,79	0,56
"	0,8	1,8	0,48	"	1,79	2,36	0,46
"	0,8	2,3	0,44	"	2,4	3,0	0,46
"							
<i>Tuomikoski</i> ¹⁷²				<i>Wigger</i> ¹⁷³			
	Spessore <i>cm</i>		μ		Spessore <i>cm</i>		μ
Tra	0,4	e 1,0	0,70	Tra	1,6	e 5	0,25
"	1,0	2,2	0,58				
"	2,2	5,4	0,52				
"	5,4	12,0	0,50				
"	12,0	15,8	0,39				
"	15,8	18,0	0,25				
				<i>Soddy e Russell</i> ¹⁷⁴			
					Spessore <i>cm</i>		μ
				Tra	1	e 8,9	0,495

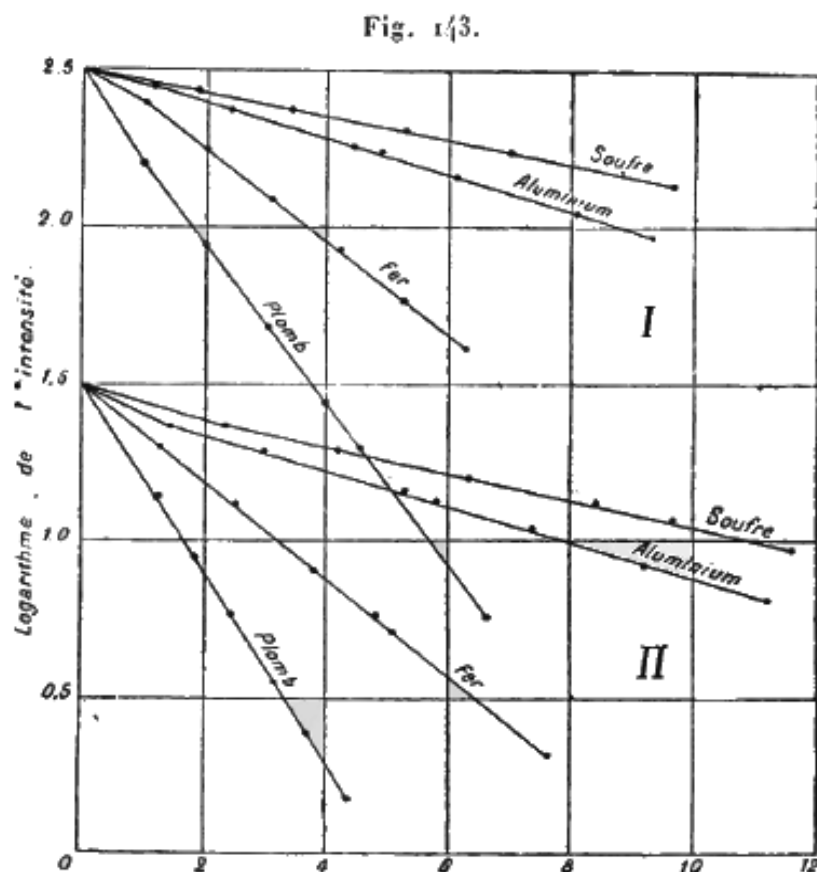
I valori di μ relativi, secondi diversi autori, per raggi attraversanti lo stesso spessore di piombo, presentano divergenze assai grandi; i risultati ottenuti sembrano dipendere dal dispositivo sperimentale impiegato. Il coefficiente di assorbimento $\mu = 0,25$, il minore tra quelli indicati, corrisponde ad una riduzione della metà dell'intensità dell'irraggiamento su uno spessore di circa $2,8\text{ cm}$. Le osservazioni possono essere disturbate da effetti secondari prodotti sugli schermi. È così che l'introduzione di una lamina di alluminio tra lo schermo di piombo e la camera a ionizzazione può avere l'effetto di accrescere la ionizzazione se lo spessore della lamina non è troppo grande.

Il valore del rapporto $\frac{\mu}{d}$ che è uguale a circa $0,035$ per gli schermi spessi secondo la Tabella II è uguale a $0,02$ secondo M. Wigger e a $0,04$ secondo M.M. Soddy e Russell.

Il potere di penetrazione dei raggi γ del radio, del torio e della pechblenda sono stati confrontati da M. Eve che ha trovato in tutti i casi lo stesso coefficiente di assorbimento medio.

I raggi γ dell'uranio sono più assorbibili di quelli del radio e del torio. Questi raggi sembrano omogenei. Il coefficiente di assorbimento medio per uno spessore di piombo di $0,64\text{ cm}$ secondo M. Eve è $\mu = 1,4$. M.M. Soddy e Russell¹⁷⁵ hanno studiato questi raggi con l'uranio X estratto da 50 kg di nitrato di uranio e avente una attività relativamente molto grande; il coefficiente di assorbimento che essi indicano per il piombo tra gli spessori 1 cm e 5 cm è $\mu = 0,72$, cioè molto inferiore al numero precedente.

¹⁷⁵Soddy e Russell, Phys. Zeit., 1909.



I valori dei coefficienti di assorbimento per i raggi γ dell'uranio X e del radio, secondo MM. Soddy e Russell, sono raggruppati nella Tabella IV; questi coefficienti sono relativi a raggi che, in più di uno spessore di piombo di 1 cm , hanno attraversato schermi il cui spessore è indicato. Gli stessi risultati sono stati rappresentati da curva nella figura 143, dove sull'asse orizzontale si è posto lo spessore della materia assorbente e su quello verticale il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento. Si vede che l'assorbimento segue molto approssimativamente una legge esponenziale semplice. Secondo MM. Soddy e Russell, i raggi γ del radio sarebbero omogenei, e il loro coefficiente di assorbimento per il piombo sarebbe costante e uguale a $0,498$ per spessori di piombo compresi tra 2 cm e 22 cm ¹⁷⁶.

¹⁷⁶Soddy e Russell, Phil. Mag., 1910.

Sostanza	Spessore (cm)		Raggi γ del radio		Raggi γ dell'uranio X	
			μ (cm ⁻¹)	$100 \cdot \frac{\mu}{d}$	μ (cm ⁻¹)	$100 \cdot \frac{\mu}{d}$
Mercurio	(Ra) 0,34	a 3,32	0,642	4,72	0,832	6,12
	(Ur) 0,343	3,535				
Piombo	(Ra) 0	7,91	0,495	4,34	0,725	6,36
	(Ur) 0	4,5				
Rame	0	7,60	0,351	3,98	0,416	4,72
Ottone	0	5,86	0,325	3,89	0,392	4,70
Ferro	0	7,57	0,304	3,99	0,360	4,72
Stagno	0	5,51	0,281	3,88	0,341	4,70
Zinco	0	6,00	0,278	3,93	0,329	4,65
Ardesia	0	9,44	0,118	4,14	0,134	4,69
Alluminio	0	11,19	0,111	4,01	0,130	4,69
Vetro	0	11,26	0,105	4,16	0,122	4,84
Mattone di magnesio	0	11,86	0,076	3,96	0,0917	4,78
Zolfo	0	11,59	0,0782	4,38	0,0921	5,16
Paraffina	0	11,39	0,040	4,64	0,0433	5,02
Legno di pino	0	12,51			0,02926	7,58

$\frac{\mu}{d}$ per i raggi γ del radio, valore medio 0,0399

$\frac{\mu}{d}$ per i raggi γ dell'uranio X, valore medio 0,0470

Rapporto $\frac{\mu(UrX)}{\mu(Ra)}$, valore medio 1,18

L'intensità dei raggi γ del nitrato di ammonio è relativamente piccola; essa sarebbe, secondo M. Eve, dieci volte minore dell'intensità dei raggi γ del nitrato di torio a parità di peso; secondo MM. Soddy e Russell, il rapporto tra l'intensità dei raggi γ e quella dei raggi β sarebbe circa 50 volte minore per l'uranio rispetto al radio C.

I raggi γ dell'attinio sono ancora più assorbibili di quelli dell'uranio¹⁷⁷. Quando la sostanza è ricoperta da uno schermo di zinco di 1,45 cm, il coefficiente di assorbimento medio dell'irraggiamento per uno schermo di piombo fino a 0,45 mm di spessore è uguale a 10,5; si tratta probabilmente in questo caso di raggi β ; per spessori di piombo compresi tra 0,45 mm e 2,85 mm, il coefficiente di assorbimento è uguale a 4,1; poi subisce una rapida variazione e, per spessori di piombo compresi tra 2,85 mm e 6 mm, è uguale a 2. L'attinio determinerebbe quindi l'emissione di due gruppi di raggi γ .

Il confronto del potere di penetrazione dei raggi γ del radio ($\mu = 0,1$ circa per l'alluminio) e dei raggi β emessi dalla stessa sostanza ($\mu = 12$ circa per l'alluminio e per il gruppo dei raggi più penetranti) indica che i raggi γ sono più di 100 volte più penetranti dei raggi β di grande velocità.

1.39. Dosaggi delle sostanze radioattive per i raggi γ da esse emessi

I dosaggi delle sostanze radioattive per mezzo dei raggi γ è di uso corrente nei laboratori. Questo dosaggio offre una grande facilità sperimentale: consiste nell'utilizzare solo i raggi molto penetranti, sopprimendo l'irraggiamento più assorbibile per mezzo di un opportuno schermaggio. Ne risulta che per sostanze racchiuse in ampole di vetro o altri contenitori sottili, l'assorbimento da essi prodotto sarà molto piccolo e lo si potrà trascurare. Il confronto può essere fatto con precisione per campioni di una stessa sostanza radioattiva, se i raggi emessi da ogni punto della sorgente sono in tutti i casi utilizzati allo stesso modo, cioè raccolti sotto lo stesso angolo solido nello strumento di misura e assorbiti nella stessa proporzione dall'insieme degli schermi intermedi.

¹⁷⁷Eve, Phil. Mag., 1907.

Secondo M. Eve si può dosare con questo metodo la totalità del radio e del torio nei minerali radioattivi, avendo i raggi γ del torio lo stesso potere di penetrazione di quelli del radio.

Si può impiegare per il dosaggio con i raggi penetranti una camera a ionizzazione del tipo presentato nella figura 39 del Capitolo II; questo strumento serve per le sorgenti di dimensioni molto piccole. Per le sorgenti più voluminose, si può utilizzare un grande condensatore a piatti (diametro di 40 cm , distanza 5 cm), con il piatto superiore è ricoperto da uno schermo di piombo, sulla cui parte centrale è posta la sorgente. Ecco il risultato di un confronto tra due ampole contenenti radio e aventi entrambe piccole dimensioni. La prima ampolla contiene $0,09\text{ g}$ di una miscela di cloruri di bario e radio, nella quale il peso atomico del metallo determinata sperimentalmente è uguale a 216 ; questa ampolla contiene quindi $0,064\text{ g}$ di radio. La seconda ampolla contiene $0,0265\text{ g}$ di cloruro di radio puro (peso atomico del metallo 226), cioè $0,202\text{ g}$ di radio. Le correnti ottenute con le due ampole per mezzo del grande condensatore sono rispettivamente 564 e 175 . Il rapporto tra queste correnti è $3,22$ mentre il rapporto delle percentuali di radio è $3,17$. La precisione dei confronti di questo tipo, d'altronde, può essere superiore a quella ottenuta nella precedente esperienza, che indico soprattutto perché si riferisce a percentuali in radio stabilite con metodi chimici.

È utile sottolineare che per avere buoni confronti è necessario che le condizioni sperimentali siano il più identiche possibili per i campioni da confrontare. Così si constata che allontanando una delle piccole ampole dal piatto sul quale è posta, anche solo di 2 cm , la corrente misurata diminuisce del 5% ; una riduzione della stessa importanza è ottenuta avvolgendo l'ampolla con un foglio di platino spesso $0,16\text{ mm}$, benché lo schermo di piombo che i raggi attraversano abbia uno spessore di 1 cm .

1.40. Natura dei raggi γ

I raggi γ non essendo influenzati da un campo magnetico, sembra naturale assimilarli ai raggi Röntgen delle ampole a vuoto.

Si sa che esistono raggi β la cui velocità è così grande che li rende poco sensibili agli effetti di un campo magnetico. Tuttavia tra i raggi β e γ esiste una discontinuità messa in evidenza nelle esperienze di P. Curie e M. Villard. Questa discontinuità si nota molto chiaramente nell'esperienza seguente di M. Paschen¹⁷⁸. Il radio è posto sul fondo di un tubo di piombo del diametro di 1 mm e profondo 6 cm . Un fascio collimato di raggi fuoriesce e produce un'immagine su una lastra fotografica posta a 6 cm di distanza. Nella regione compresa tra il tubo e la lastra si stabilisce un campo magnetico normale al fascio. Quando l'intensità H del campo è uguale a 1000 unità, si ottiene la separazione completa della macchia, corrispondente al fascio non deviato, e della banda, corrispondente al fascio deviato dei raggi β di diverse velocità; la distanza tra le due immagini è di 3 cm . Per $H = 3000$ i raggi β non raggiungono più la lastra, mentre l'immagine dei raggi γ non risulta modificata.

La separazione dei raggi β e γ è visibile nella figura sotto. Questa figura rappresenta una prova ottenuta con un fascio di raggi emessi da una sorgente lineare limitata da una fenditura parallela alla sorgente.

¹⁷⁸Paschen, Phys. Zeit., 1904.



Effetto del campo magnetico sui raggi
del radio.

Raggi γ non deviati.

Raggi β deviati

Un campo magnetico parallelo alla direzione della fenditura era stabilito nella regione attraversata dai raggi; la traiettoria dei due fasci separati era riprodotta su una lastra fotografica, normale al piano determinato dalla sorgente e dalla fenditura, ma inclinata sulla direzione media dei raggi. Il fascio non deviato dei raggi γ rimane sottile, mentre quello deviato dei raggi β subisce un notevole ispessimento.

Dalle esperienze di M. Paschen, se i raggi γ sono deviati da un campo magnetico, il raggio di curvatura della loro traiettoria in un campo di 30000 unità è superiore a $10m$, e in questo caso, anche attribuendo loro una velocità vicina a quella della luce, si otterrebbe al più un rapporto $\frac{e}{m}$ dell'ordine di $1000u.e.m.$ I raggi γ rappresenterebbero in questo caso particelle che possiedono una grande energia, e ciò non sembra conforme alle esperienze; si sa, infatti, che i raggi γ contribuiscono solo per una piccola parte all'emissione di calore prodotta dal radio. È quindi probabile che questi raggi non siano carichi.

P. Curie e M. Sagnac¹⁷⁹ hanno cercato di mettere in evidenza la carica dei raggi Röntgen ricevendo un fascio di tali raggi in un cilindro di Faraday di piombo a pareti spesse; i raggi entranti in un cilindro da un'apertura praticata nella parete di piombo e chiusa da un foglio di alluminio. Il contenitore sigillato così ottenuto era interamente ricoperto da uno strato sottile di paraffina, che era pure circondato da un sottile involuppo di alluminio collegato a terra. Un'asta

¹⁷⁹P. Curie e Sagnac, Comptes rendus, 1900.

di comunicazione protetta allo stesso modo collegava la parete del cilindro ad un elettrometro. I raggi attraversavano l'involuppo esterno, la paraffina e la finestra ed erano assorbiti nella parete di piombo. Non è stata constatata alcuna carica all'elettrometro.

Quando ci si vuole assicurare allo stesso modo se i raggi γ trasportano una carica elettrica, si incontrano grandi difficoltà. Questi raggi sono, infatti, molto penetranti e attraversano l'intero rivelatore, essendo assorbiti solo parzialmente; nello stesso tempo producono raggi secondari che sono, almeno in parte, raggi β e che, essendo emanati dalle superfici del rivelatore o dagli oggetti circostanti, producono effetti di carica. È così che un contenitore in piombo a pareti spesse, completamente chiuso e contenente una piccola quantità di radio, deve acquisire una carica positiva. Nelle esperienze di M. Paschen sulla carica emessa dal radio, la carica negativa che si osservava ancora con un campo magnetico molto intenso poteva provenire da raggi secondari emessi dalle alette che assorbivano o raggi β deviati e i raggi γ di direzione obliqua.

Se si ammette che i raggi γ non sono carichi, rimane da esaminare se questi raggi sono di natura corpuscolare o se rappresentano una perturbazione elettromagnetica dell'etere. Un problema analogo si è già presentato riguardo alla natura dei raggi Röntgen. Le proprietà di questi ultimi: assenza di carica, propagazione perfettamente rettilinea, assenza di rifrazione, di riflessione e di diffrazione, riceverono una interpretazione molto coerente, considerando i raggi X non come treni d'onda, ma come *pulsazioni* dell'etere o perturbazioni isolate di durata molto corta propagantesi nello spazio con la velocità di un'onda elettromagnetica. È, d'altronde, naturale pensare che una perturbazione di questo tipo deve avvenire quando l'elettrone in moto rapido, che costituisce un raggio catodico, subisce un brusco frenamento incontrando un ostacolo solido. È pure naturale immaginare che una pulsazione dell'etere che costituisce i raggi X e che rappresenta una zona di campo elettromagnetico propagantesi nello spazio può, attraversando la materia, agire sugli elettroni ivi contenuti, e provocare l'espulsione di alcuni di loro che formano raggi secondari analoghi ai raggi β . Altri raggi secondari dello stesso tipo dei primari devono pure essere emessi dalla materia che attraversano questi ultimi, poiché le variazioni dell'accelerazione degli elettroni sui quali passa la pulsazione primaria devono originare pulsazioni secondarie.

La teoria della pulsazioni dell'etere è, in generale, considerata come quella che offre la spiegazione più probabile sulla natura dei raggi X, benché non ci siano ancora prove decisive a favore. Le esperienze sulla polarizzazione dei raggi X secondari e primari sostengono tuttavia questa ipotesi¹⁸⁰. Considerando che il passaggio di una perturbazione elettromagnetica su un elettrone a riposo lo accelera nella direzione del campo elettrico, e che il campo elettrico in un'onda elettromagnetica è normale alla direzione della propagazione, si può prevedere che l'intensità della radiazione X secondaria emessa da un radiatore metallico non deve essere la stessa in tutte le direzioni, ma che per una data direzione dipende dall'orientamento di questa direzione rispetto a quello del fascio primario. Questa previsione è stata confermata dalle esperienze di M. Barkla.

I raggi γ sembrano analoghi ai raggi X, e le condizioni della loro produzione sembrano presentare pure una corrispondente analogia. I raggi γ sono, infatti, in tutti i casi noti, inseparabili dai raggi β , e hanno una intensità proporzionale a quella di questi ultimi. Si può quindi pensare che la loro emissione dipenda da quella dei raggi β come l'emissione dei raggi X dipende da quella dei raggi catodici. Tuttavia non si è ancora constatato con certezza l'emissione di raggi γ con radiatori ricevanti raggi β privi di raggi γ . M. Eve ha segnalato l'emissione di raggi secondari del tipo γ sotto l'influsso di raggi penetranti del radio, ma la produzione di raggi γ a partire da raggi β non è stata assolutamente provata.

Una differenza importante era stata osservata tra i raggi γ e i raggi X per quanto riguarda il potere di ionizzazione di questi raggi per diversi gas. M. Strutt¹⁸¹ ha mostrato che mentre per i raggi γ del radio la ionizzazione del gas è circa proporzionale alla sua densità, non è così per

¹⁸⁰Barkla, Jahrbuch d. Rad., 1908.

¹⁸¹Strutt, Phil. Trans., 1901.

i raggi X che producono una ionizzazione molto maggiore nell'idrogeno solforato e nell'acido cloridrico che in aria, benché la densità di questi gas non sia molto diversa da quella dell'aria. Tuttavia non bisogna dimenticare che i raggi γ hanno un potere di penetrazione notevolmente maggiore di quello dei raggi X e possono per questo motivo avere proprietà diverse. Risulta dalle ricerche di M. Eve¹⁸² che lo scarto che qui si analizza è ben minore per i raggi X provenienti da un tubo molto rigido; questi raggi erano tuttavia ancora 40 volte meno penetranti dei raggi γ , poiché il loro coefficiente di assorbimento per il piombo era uguale a 23, essendo quello dei raggi γ del radio 0,5.

Ecco i risultati delle esperienze di M. Strutt e di M. Eve a questo riguardo:

Gas	Densità relativa	Conducibilità relativa del gas		
		Raggi X		Raggi γ
		molli	duri	
Idrogeno	0,07	0,11	0,42	0,19
Aria	1	1	1	1
Idrogeno solforato	1,2	6	0,9	1,23
Cloroformio	4,3	32	4,6	4,8
Ioduro di metile	5,0	72	13,5	5,6
Tetracloruro di carbonio	5,3	45	4,9	5,2

Per ogni gas la ionizzazione era determinata per una opportuna pressione; i risultati sono stati poi riportati alla stessa pressione, essendo la ionizzazione proporzionale alla pressione per i raggi penetranti.

M. Eve ha constatato che la conducibilità del gas è dovuta in larga parte ai raggi secondari. Le esperienze erano fatte con due elettroscopi contenuti in una scatola riempita del gas analizzato; i raggi passavano attraverso finestre praticate nella parete della scatola. Quando uno degli elettroscopi era ricoperto all'interno da fogli di alluminio, la ionizzazione diminuiva fortemente; nel caso dei raggi X la percentuale della ionizzazione dovuta ai raggi secondari poteva raggiungere il 70%; nel caso dei raggi γ questa percentuale era molto inferiore.

Sembra, da quanto detto, che il modo di azione dei raggi γ e dei raggi X sul gas non possa bastare per stabilire una loro differenza e che, di conseguenza, l'ipotesi fatta sulla natura dei raggi Röntgen sia applicabile anche ai raggi γ .

In diverse pubblicazioni, M. Bragg¹⁸³ ha espresso l'opinione che i raggi γ e X sono di natura corpuscolare, e che sono costituiti da una coppia di particelle cariche, una positiva e l'altra negativa, con la carica elementare, in modo da formare una coppia neutra. Quando una tale coppia incontra un ostacolo materiale, le due particelle si possono separare, e quella carica negativamente forma un raggio secondario di tipo β . M. Bragg pensa che questa teoria permetta di spiegare tutte le proprietà dei raggi γ e in particolare del fatto che i raggi secondari β sono emessi principalmente attorno ad una direzione privilegiata che è quella del fascio dei raggi γ primari; inoltre, nel caso del radio, questi raggi secondari hanno una velocità pressoché uguale a quella dei raggi β del radio stesso; la velocità non dipende dalla natura della materia nella quale i raggi secondari sono formati.

Si può ricordare che la teoria delle pulsazioni prevede per l'emissione dei raggi β secondari una direzione privilegiata che è quella del fascio primario. Se, infatti, un'onda elettromagnetica piana di direzione Oz passa su un elettrone posto nel punto O , le direzioni del campo elettrico h e del campo magnetico H si trovano in un piano normale in O alla direzione Oz con una orientazione relativa tale che la direzione h possa essere trasportata sulla direzione H con una rotazione di 90° attorno a Oz nel senso antiorario. L'elettrone spostato dapprima in senso inverso ad h a causa del campo elettrico sulla carica negativa, è equivalente ad una corrente circolante nel verso h e subisce da parte del campo magnetico H una forza con direzione Oz . L'impulso

¹⁸²Eve, Phil. Mag., 1904.

¹⁸³Bragg, Phil. Mag., 1908; Le Radium, 1908.

elettromagnetico comunicherà quindi agli elettroni velocità la cui componente parallela all'asse Oz è diretta nel verso della propagazione; queste velocità possono sovrapporsi alle velocità proprie degli elettroni, e se queste sono distribuite in modo uniforme, le velocità risultanti che formano un angolo acuto con la direzione di propagazione dell'onda, che è nello stesso tempo la direzione del fascio primario, saranno più frequenti delle velocità che formano un angolo ottuso con la stessa direzione. È necessario tuttavia supporre che la velocità comunicata all'elettrone dalla pulsazione è dello stesso ordine della velocità dei raggi β secondari; quest'ultima, nel caso dei raggi X, è dello stesso ordine della velocità dei raggi catodici, e nel caso dei raggi γ è dello stesso ordine di quella dei raggi β della stessa sostanza. È quindi evidente che una pulsazione che risulta dal brusco frenamento di un raggio catodico la cui energia è al più uguale a quella di questo raggio, non può, propagandosi nello spazio e passando su un elettrone contenuto nella materia, fornirgli l'energia necessaria per acquisire la velocità persa dal raggio catodico primario. Si potrebbe d'altra parte pensare che l'energia dei raggi secondari non derivi da quella della pulsazione, ma piuttosto dall'energia interna dell'atomo, agendo i raggi primari solo come causa determinante la disintegrazione dell'atomo. La predominanza dell'emissione secondaria β nella direzione dei raggi primari è, in questo caso, più difficile da spiegare, ed è questo l'argomento principale a favore della teoria di M. Bragg. Forse si potrebbe evitare la difficoltà, ammettendo che una sola pulsazione è insufficiente a produrre l'emissione di un raggio β secondario; una serie composta da un gran numero di pulsazioni successive sarebbe necessaria in questo caso, rinforzando ogni pulsazione l'effetto della precedente; si può così notare che un elettrone che nel momento del passaggio della pulsazione possiede nell'atomo una velocità della stessa direzione di quella della pulsazione e, per questo motivo, maggiormente influenzato di un elettrone la cui velocità ha verso opposto; l'espulsione potrebbe derivare da una accumulazione di effetti di questo tipo.

Quanto ai risultati sperimentali secondo i quali la velocità dei raggi β secondari provenienti dai raggi γ è indipendente dalla natura dell'atomo nel quale si formano e uguale nel caso del radio a quella dei raggi β primari, si può pensare che data la natura complessa delle emissioni primarie e secondarie, è difficile stabilire le conclusioni considerate con certezza e precisione.

La teoria di M. Bragg porta sia ad ammettere l'esistenza di elettroni positivi, sia ad ammettere che l'emissione di raggi X, di raggi γ e dei loro raggi secondari della stessa specie comporta la distruzione di atomi a causa dell'emissione di particelle cariche positivamente e aventi dimensioni atomiche.

Nella teoria delle pulsazioni la velocità dei raggi X e γ è uguale a quella della luce; nella teoria corpuscolare essa ne può differire. La velocità dei raggi γ non è stata misurata. Per quanto riguarda quella dei raggi X, misure sono state fatte da M. Blondiot¹⁸⁴ e da M. Marx¹⁸⁵ che hanno concluso attribuendo ai raggi X la velocità della luce; tuttavia al questione non sembra del tutto risolta¹⁸⁶.

Alcune teorie recenti della Fisica ammettono una struttura discontinua per la radiazione elettromagnetica o luminosa. Da questo approccio, l'energia della radiazione non si propaga in onde continue, ma si trova emessa allo stato di fasci di energia limitati o sotto forma di atomi di energia. La teoria delle pulsazioni così modificata e applicata all'interpretazione delle proprietà dei raggi Röntgen e dei raggi γ potrebbe offrire una certa analogia con la teoria materiale di M. Bragg, salvo per quanto riguarda la velocità di propagazione dei raggi.

Sembra possibile rendersi conto della distribuzione, nello spazio, di uno dei fenomeni elementari che riguardano i raggi γ , utilizzando una sorgente radiante di piccole dimensioni e osservando in quale modo lo scarto medio, a partite dal valore medio della ionizzazione prodotta in una camera di forma opportuna, varia con l'angolo solido nel quale l'irraggiamento è utilizzato¹⁸⁷.

¹⁸⁴Blondiot, Comptes rendus, 1902.

¹⁸⁵Marx, Ann. d. Phys., 1906.

¹⁸⁶Franck e Pohl, Deutsch. phys. Ges., 1908.

¹⁸⁷v. Schweidler, Phys. zeit. 1910. - E. Meyer, Acad. de Berlin, 1910.

1.41. Raggi secondari dei raggi γ

La produzione dei raggi secondari da parte dei raggi γ è probabilmente un fenomeno analogo alla produzione di raggi secondari da parte dei raggi Röntgen.

Un metallo colpito dai raggi X emette raggi che sono tanto più diversi dei raggi primari e tanto più assorbibili quanto più denso è il metallo del radiatore¹⁸⁸. Questi raggi secondari dei raggi X contengono raggi carichi negativamente e di conseguenza del tutto diversi per la loro natura dai raggi primari¹⁸⁹; i raggi secondari carichi possono essere deviati da un campo magnetico, e la loro velocità è dell'ordine di $5 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$ ¹⁹⁰.

I metalli di bassa densità hanno soprattutto come effetto quello di disperdere e di respingere i raggi X primari, ma i metalli densi e, in generale, gli elementi di alto peso atomico, producono da una parte raggi catodici e dall'altra raggi X secondari più assorbibili dei primari. Questi raggi X secondari sono omogenei; il loro potere di penetrazione dipende solo dalla natura della sostanza semplice utilizzata come radiatore e costituisce una proprietà atomica di questa sostanza; i raggi X omogenei, caratteristici di un elemento dato, si possono produrre solo da raggi primari, il cui potere di penetrazione è più alto del loro¹⁹¹. Per i raggi secondari di tipo catodico, il rapporto $\frac{e}{m}$ è vicino a $1,7 \cdot 10^7$ unità elettromagnetiche, e la velocità è compresa tra le frazioni 0,19 e 0,25 della velocità della luce¹⁹². Da ciò risulta che questi raggi sono del tutto confrontabili ai raggi catodici prodotti ad alta tensione. La loro velocità cresce con il potere di penetrazione dei raggi primari, ma non sembra dipendere né dall'intensità di questi, né dalla natura del radiatore¹⁹³.

La produzione di raggi secondari dai raggi molto penetranti (raggi γ) del radio è stata osservata da H. Becquerel¹⁹⁴, che ha descritto parecchie esperienze eseguite a tale scopo. In queste esperienze, fatte con il metodo radiografico, l'effetto dei raggi γ si trova rafforzato dopo il passaggio attraverso uno schermo molto opaco, costituito, per esempio, dal fondo di una vaschetta di piombo dello spessore di 1 cm. È così possibile rivelare in qualche minuto l'azione dei raggi γ su una lastra fotografica, mentre per utilizzare l'effetto diretto di questi raggi sulla lastra, è necessaria una posa molto più lunga. Tra i raggi secondari prodotti dai raggi γ , ve ne sono di molto penetranti, in particolare i raggi secondari emessi dal piombo.

Ecco i valori indicati da M. Eve¹⁹⁵ per l'intensità relativa dei raggi secondari emessi da diverse sostanze sotto l'effetto dei raggi β e γ del radio o dei soli raggi γ ; si sono aggiunti, a titolo di confronto, le intensità dei raggi secondari dovuti ai raggi Röntgen in base alle esperienze di M. Townsend:

	Raggi β e γ	raggi γ	Raggi X
Piombo	100	100	100
Rame	57	61	291
Ottone	58	59	263
Zinco	57		282
Alluminio	30	30	25
Vetro	31	35	31
Paraffina	12	20	125

Le percentuali di radiazione secondaria provenienti dai raggi β e γ non sono molto diverse, ma, per quanto riguarda i raggi X, le sostanze impiegate come radiatori si possono comportare in modo diverso, e l'ordine delle intensità può essere invertito.

¹⁸⁸Sagnac, Ann. de Chim. et de Phys., 1901.

¹⁸⁹Curie e Sagnac. Comptes rendus, 1900.

¹⁹⁰Dorn, Abh. Halle, 1900.

¹⁹¹Barkla, Jahrbuch d. Rad., 1908. - Barkla e Sadler, Phil. Mag., 1908.

¹⁹²Bestelmeyer, Annalen d. Phys., 1907.

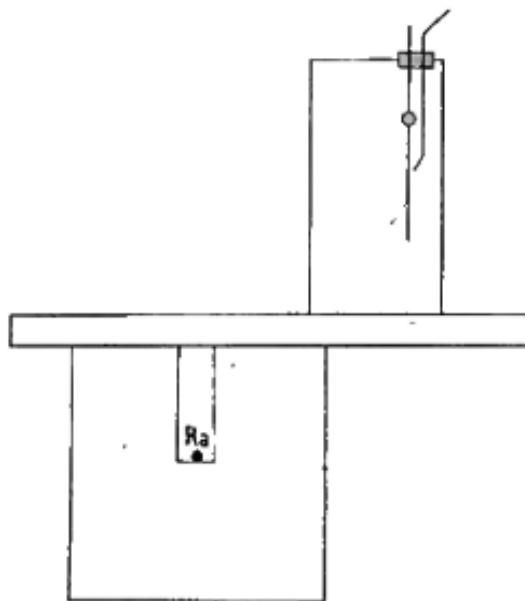
¹⁹³Innes, Proc. Soc., 1907.

¹⁹⁴Becquerel, Sur une nouvelle propriété de la matière. Parigi, 1902.

¹⁹⁵Eve, Phil. Mag., 1904.

Un fascio di raggi γ ottenuto filtrando raggi del radio attraverso uno schermo di piombo spesso contiene sempre anche raggi carichi negativamente. La carica negativa così osservata era attribuita da M. Paschen ai raggi γ ; M. Eve ha mostrato tuttavia che essa è, con tutta probabilità, interamente attribuibile ai raggi secondari dei raggi γ . Ecco come era disposta l'esperienza: il radio si trovava al fondo di una cavità cilindrica di piombo con pareti molto spesse (fig. 144), ricoperta da una piastra di piombo dello spessore di $1,2\text{ cm}$, sulla quale era disposto un piccolo elettroscopio, in una posizione laterale rispetto al fascio dei raggi γ , come mostra la figura.

Fig. 144.



Applicando un campo magnetico di direzione normale al piano del tavolo, in modo da deviare i raggi uscenti, del tipo β , verso l'elettroscopio, aumentava la velocità di scarica di questo; per il verso opposto del campo diminuiva. I raggi γ non erano sensibili all'azione del campo magnetico, e se ne può concludere che ai raggi primari attraversanti il piombo si sono uniti alla superficie di uscita dei raggi secondari, costituiti almeno in parte da elettroni negativi in rapido movimento, o raggio β . La velocità di questi ultimi era approssimativamente valutata dal loro potere di penetrazione; esso è dell'ordine della metà della velocità della luce.

M. Eve¹⁹⁶ ha eseguito una serie di esperienze con radio racchiuso in un blocco spesso di metallo. I raggi γ emananti da questo blocco incidono su un radiatore; i raggi secondari erano ricevuti da un elettroscopio la cui faccia di ingresso era formata da due fogli sovrapposti di alluminio molto sottili. Il potere di penetrazione dei raggi secondari poteva essere valutato con l'impiego di schermi assorbenti posti davanti all'elettroscopio. Da queste esperienze l'effetto secondario dovuto ai soli raggi γ costituisce solo il 7% dell'effetto secondario ottenuto con l'insieme dei raggi del radio racchiuso in un'ampolla vetro sottile. I raggi secondari, dovuti ai soli raggi γ , sono composti, secondo M. Eve, principalmente da raggi di tipo β che sono completamente assorbiti da uno spessore di alluminio o di piombo al di sotto di 2 mm ; le curve di assorbimento ottenute indicano la presenza di un irraggiamento residuo penetrante che deve essere considerato come di tipo γ , poiché non è modificato dall'azione di un campo magnetico intenso; il coefficiente di assorbimento del piombo per questi raggi sarà circa 4, cioè sensibilmente lo stesso di quello dei raggi γ dell'attinio. Questi raggi provengono da una grande profondità del radiatore; per ottenerli con l'intensità massima, bisogna impiegare radiatori molto spessi; la loro intensità non è in relazione con il peso atomico del radiatore, mentre l'intensità dei raggi secondari di tipo β varia secondo l'ordine dei pesi atomici dei radiatori.

¹⁹⁶Eve, Phil. Mag., 1908.

Le Tabelle seguenti indicano le proporzioni relative dei raggi secondari $\beta + \gamma$ e dei raggi secondari γ per diverse sostanze:

Radiatore	Spessore in <i>cm</i>	Raggi secondari γ dei raggi γ	Radiatore	Raggi secondari $\beta + \gamma$ dei raggi γ
Libri	11	2,5	Piombo	100
Paraffina	4	2,0	Rame	54
Paraffina	6,5	2,7	Ottone	59
Mattone	6	3,0	Alluminio	30
Mattone	14	3,6	Vetro	35
Ardesia	6	3,0	Paraffina	29
Legno	11	1,7		
Cemento	21	3,8		
Piombo	5	1,0		
Ferro	5	3,3		

La percentuale di raggi γ nell'irraggiamento secondario dei raggi γ sarà uguale al 6% per il piombo, al 25% per il ferro e al 28% per il mattone

M. Eve ha constatato inoltre che i raggi secondari β prodotti dai raggi β primari sono più lenti, ma più rapidi di quelli che provengono da raggi γ ; tuttavia le velocità di tutti questi raggi sono dello stesso ordine e sono superiori a quelle dei raggi catodici secondari emessi sotto l'azione dei raggi X. Questo risultato è conforme a quello ottenuto da altri sperimentatori, ma differisce dalle concezioni di M. Schmidt e di M. Bragg secondo i quali i raggi β secondari e primari avrebbero la stessa velocità.

Lo studio dei raggi secondari dei raggi γ è pure stato fatto da M. Kleemann¹⁹⁷ che ha trovato che l'intensità dei raggi secondari di tipo β è una funzione periodica del peso atomico del radiatore. Quanto ai raggi secondari di tipo γ , il confronto tra l'assorbimento da parte di uno stesso schermo dei raggi emessi da radiatori di natura diversa ha portato al risultato che questi raggi formano almeno tre gruppi diversi. I raggi γ secondari del piombo e del mercurio avrebbero la stessa intensità relativa per qualunque schermo interposto sul loro passaggio; la stessa relazione esisterebbe tra i raggi secondari dello zinco, del rame, del ferro, dello zolfo e dell'alluminio, mentre i raggi secondari del carbonio sarebbero diversi da quelli dei due precedenti gruppi. Le sostanze di un gruppo determinano assorbito meno i raggi secondari emessi dalle sostanze dello stesso gruppo dei raggi secondari emessi dalle sostanze di un altro gruppo. M. Kleemann ha ammesso che i raggi γ primari sono loro stessi composti di tre gruppi diversi di potere di penetrazione molto maggiore di quello dei gruppi secondari. Ogni gruppo primario darebbe origine a un gruppo secondario più assorbibile e passibile di essere assorbito relativamente da diverse sostanze allo stesso modo del gruppo primario.

1.42. Confronto tra le proprietà α, β, γ . Potere ionizzante delle radiazioni

Abbiamo visto che i raggi α e β sono di natura corpuscolare e si distinguono dal segno della loro carica, mentre i raggi γ sono probabilmente un fenomeno puramente elettromagnetico nell'etere. Le differenze tra i raggi α e β derivano da diverse dimensioni delle particelle e dall'energia relativa; la particella α è un sistema più complesso della β ; la sua energia è, in generale, maggiore e il suo moto più stabile fino al momento in cui, raggiunta la velocità critica, essa perde con tutta probabilità la sua carica e viene fermata dalle molecole del gas. Essendo le sue dimensioni molto grandi rispetto a quelle di una particella β , il suo potere di penetrazione è alquanto inferiore a quello delle particelle β di velocità media la cui energia è pertanto molto minore di quella delle particelle α .

¹⁹⁷Kleemann. Phil. Mag., 1907 e 1908.

Il potere di ionizzazione di una particella α aumenta al diminuire della sua velocità e diviene rapidamente zero quando la velocità si avvicina a quella critica. Per particelle β la relazione tra il potere di ionizzazione e la velocità è ancora poco nota. Secondo M. Townsend la velocità minima per la quale un elettrone acquisterebbe il potere ionizzante è uguale a circa $3 \cdot 10^8 \frac{cm}{s}$, e l'energia minima corrispondente è di $2,5 \cdot 10^{-11} erg$. Il potere di ionizzazione di un elettrone aumenta poi con la sua velocità e raggiunge un massimo il cui valore è tale che vengono prodotti 15 ioni per centimetro di percorso in aria alla pressione di 1 mm di mercurio. Ma per velocità ancora maggiori, il potere di ionizzazione è minore; M. Durack¹⁹⁸ ha trovato che vi è solo una molecola d'aria ionizzata da un raggio β su un cammino di 10 cm. Si vede quindi che il potere ionizzante dell'elettrone in moto, dopo essere passato per un massimo, decresce poi con il crescere della velocità, essendo il valore massimo inferiore a quello del potere di ionizzazione medio di una particella α .

Nelle vicinanze di un materiale irradiante prevale la ionizzazione dovuta ai raggi α . L'energia di questi raggi è utilizzata in una piccola regione che circonda la sorgente. Il rapporto tra la ionizzazione dovuta ai raggi penetranti β e γ e quella dovuta ai raggi α è tanto maggiore quanto lo strato di materia attiva è spesso e la camera a ionizzazione più profonda, a condizione tuttavia che si raggiunga la corrente di saturazione. La ionizzazione dovuta ai raggi γ è, in genere, piccolo rispetto a quella dovuta ai β ; è così che, nelle esperienze di P. Curie, solo la decima parte della ionizzazione osservata in aria a grande distanza dal radio era attribuibile ai raggi γ .

Impiegando strati di materia molto sottili (0,1 g di sostanza su una superficie di $80 cm^2$) e utilizzando uno spessore di aria di 5,7 cm al di sopra della sostanza attiva, M. Rutherford ha trovato per il rapporto tra la ionizzazione dovuta ai raggi penetranti e quella dovuta ai raggi α i valori: 0,0074 con l'ossido di uranio, 0,002 con l'ossido di torio e 0,033 con il cloruro di bario radifero; i raggi α erano assorbiti da uno spessore di alluminio uguale a 0,09 mm, e ne risulta che dovevano essere assorbiti anche i raggi β molto lenti.

M. Rutherford¹⁹⁹ ha cercato di valutare il rapporto tra le energie irraggiate sotto forma di raggi β e α . Il calcolo è solo approssimativo e non tiene conto dell'energia dei raggi β lenti che sono assorbiti dallo schermo contemporaneamente ai raggi α ; tuttavia questa energia non può avere un valore elevato poiché si tratta di raggi di velocità non molto alta. Indicando con I_1 e I_2 le ionizzazioni totali ottenute con i raggi α e β dell'ossido di uranio in strato spesso, con J_1 e J_2 le ionizzazioni che si sarebbero ottenute per unità di spessore dello strato attivo se i raggi non fossero stati assorbiti dalla sostanza radiante, con μ_1 e μ_2 i coefficienti di assorbimento dei raggi α e β dell'uranio da parte dell'ossido di uranio, essendo l'assorbimento supposto conforme ad una legge esponenziale, si trova

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{I_1 \mu_1}{I_2 \mu_2}$$

o, uno strato spesso di ossido di uranio utilizzato in un condensatore a piatti per il quale la distanza dei piatti è uguale a 6,1 cm dà una ionizzazione per i raggi α il cui rapporto con la ionizzazione da parte dei raggi β è uguale a 12,7. I raggi α sono completamente utilizzati, ma i raggi β non lo sono; bisogna quindi ricondurre la ionizzazione dovuta ai raggi β a quanto essa sarebbe stata se i raggi β fossero stati completamente assorbiti dall'aria. Il coefficiente di assorbimento dei raggi β dell'uranio per l'aria non è stato misurato, ma se ne può dedurre un valore approssimato ammettendo la proporzionalità del coefficiente di assorbimento con la densità della materia assorbente: essendo il valore relativo all'alluminio 14, quello relativo all'aria sarà 0,0065. La ionizzazione dei raggi β nelle vicinanze della sostanza attiva è misurata su una lunghezza di 6,1 cm e in tal caso si ottiene la ionizzazione totale dividendo il valore sperimentale per $6,1 \times 0,0065$. si avrà quindi per il rapporto $\frac{J_1}{J_2}$

$$\frac{J_1}{J_2} = 12,7 \times 6,1 \times 0,0065 = 0,5$$

¹⁹⁸Durack, Phil. Mag., 1903.

¹⁹⁹Rutherford, Radioactivity.

Non si conoscono μ_1 e μ_2 ma se si ammette che il rapporto tra questi coefficienti è lo stesso di quello tra i coefficienti di assorbimento per l'alluminio, si trova

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{2740}{14} \quad \frac{J_1}{J_2} = 0,5 \frac{2740}{14} = 100 \text{ circa}$$

Il numero totale di ioni che possono essere prodotti dai raggi α è quindi molto più grande di quello che si potrebbe ottenere con i raggi β della stessa quantità di materia. Questo risultato è in accordo con quello che si può prevedere se si ammette che il numero di particelle β veloci non è molto diverso dal numero di particelle α emesse nello stesso tempo, e che l'energia media di una particella β è molto più piccola di quella di una particella α .

1.43. Potere di penetrazione confrontato

Ecco una Tabella che indica in modo approssimato i poteri di penetrazione delle radiazioni. Si è indicato, per i raggi di diverse specie, il valore del coefficiente di assorbimento μ per una data sostanza e il valore della distanza L che i raggi devono compiere in aria affinché la loro intensità si trova dimezzata.

	$\mu \text{ cm}^{-1}$ per l'aria	$L \text{ cm}$ per l'aria	$\mu \text{ cm}^{-1}$ per l'al- luminio	$\mu \text{ cm}^{-1}$ per il piombo
Raggi catodici, velocità $2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$	2280			
Raggi catodici, velocità $2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$	3,4	0,2	7150	
Raggi α dell'uranio		0,43	2740	
Raggi β dell'uranio		107	14	122
Raggi Röntgen duri		500		22
Raggi γ del radio		15000	0,1	0,5

1.44. Ionizzazione e assorbimento

Il numero di ioni creati nel gas posto nelle vicinanze di una sostanza radioattiva è evidentemente finito e il più delle volte l'intensità della ionizzazione decresce rapidamente quando ci si allontana dalla sostanza attiva; di modo che il numero J degli ioni che può essere generare l'irraggiamento a partire da una distanza x dalla sorgente è inferiore al numero J_0 degli ioni che si possono produrre in totale, essendo la differenza evidentemente uguale al numero di ioni prodotti nello strato di gas di spessore x che circonda la sostanza. Ora, è questa differenza che misura con il metodo elettrico l'intensità assorbita; è quindi evidente che questa è proporzionale, per definizione, alla ionizzazione dello strato di gas assorbente. Quando l'irraggiamento è molto penetrante, non è possibile misurare la ionizzazione totale, e siccome la ionizzazione per unità di lunghezza varia con x conformemente alla legge dell'inverso del quadrato della distanza da una sorgente di piccole dimensioni, non sembra esservi assorbimento; è evidente tuttavia che questo caso non differisce in realtà dal precedente, e che la ionizzazione totale non potendo essere infinita, la ionizzazione per unità di lunghezza rappresenta pure in questo caso l'intensità assorbita.

La ionizzazione di un gas da parte dei raggi Röntgen è proporzionale alla pressione del gas, così come risulta dalle esperienze di M. Perrin²⁰⁰; con gas a densità costante essa non dipende dalla temperatura, così come mostrano le esperienze di M. Mc Clung²⁰¹ fatte tra 20° e 270° , e quelle di M. Gallarotti²⁰² fatte tra la temperatura ordinaria e quella dell'aria liquida. L'assorbimento misurato dalla ionizzazione varia evidentemente nello stesso modo, cioè proporzionalmente alla densità del gas. Le stesse leggi sono state osservate con i raggi penetranti delle sostanze radioattive. Tuttavia in certi casi la ionizzazione cresce meno rapidamente della

²⁰⁰Perrin, Tesi di dottorato.

²⁰¹Mc Clung, Phil. Mag., 1904.

²⁰²Gallarotti, Rendiconti, 1902.

densità del gas; è così quando la ionizzazione è dovuta in parte a raggi assorbibili primari o secondari.

L'assorbimento può anche essere definito indipendentemente dalla ionizzazione. Così nelle esperienze di M. Lenard sui raggi catodici, si confrontano le intensità assorbite inviando i raggi su uno schermo fluorescente, e ammettendo che ad uno stesso irraggiamento corrisponda una stessa intensità. I coefficienti di assorbimento così determinati sono anche per uno stesso gas proporzionali alla sua densità, ed è probabile che l'assorbimento dell'energia dei raggi da parte del gas influisca in modo analogo sul loro potere ionizzante e sulla produzione della fosforescenza.

Quando l'energia disponibile per la ionizzazione è esaurita, si è generato un numero determinato di ioni. Se l'energia necessaria per ionizzare una molecola è indipendente dalla densità del gas, la ionizzazione totale è indipendente dalla pressione. Se, inoltre, questa energia fosse la stessa per diverse molecole gassose, la ionizzazione totale sarebbe indipendente dalla natura del gas.

Si constata dall'esperienza che la ionizzazione per unità di lunghezza, dovuta ad un irraggiamento penetrante, non è la stessa per diversi gas alla stessa concentrazione molecolare; si può quindi ammettere che l'assorbimento dei raggi da parte del gas è ineguale. Se, per esempio, l'assorbimento varia secondo la legge delle densità, sarà così pure per la ionizzazione per unità di lunghezza; tuttavia la ionizzazione totale potrebbe conservare un valore costante.

La conducibilità dei gas sotto l'azione dei raggi α , β , γ del radio è stata studiata da M. Strutt²⁰³. Le esperienze sono state eseguite per ogni specie di raggi ad una pressione sufficientemente ridotta affinché la ionizzazione nello strumento fosse uniforme e proporzionale alla pressione del gas; i valori ottenuti erano poi riportati ad una pressione comune. La ionizzazione in assenza di schermi era attribuita ai raggi α ; la ionizzazione attraverso uno schermo di piombo spesso 1 *cm* era attribuita ai raggi γ ; quella relativa ai raggi β era ottenuta con l'impiego di uno schermo di alluminio molto sottile. I risultati sono contenuti nella Tabella seguente:

Gas	Densità relativa	Ionizzazione relativa			
		Raggi α	Raggi β	Raggi γ	Raggi X
Aria	1	1	1	1	1
H^2	0,069	0,226	0,157	0,169	0,114
O^2	1,11	1,16	1,21	1,17	1,39
CO^2	1,53	1,54	1,57	1,53	1,60
CAz	1,86	1,94	1,86	1,71	1,05
SO^2	2,19	2,04	2,31	2,13	7,97
$CHCl^3$	4,32	4,44	4,89	4,88	37,9
CH^3I	5,05	3,51	5,18	4,80	72,0
CCl^4	5,31	3,34	5,83	5,67	45,3

Si vede così che l'accordo tra la ionizzazione relativa o l'assorbimento relativo con la densità relativa avviene approssimativamente per i raggi α , β , γ , ma si manifestano scarti considerevoli per i raggi Röntgen. Si è visto che questi scarti divengono meno importanti quando si impiegano raggi X molto duri.

1.45. Ionizzazione totale

La ionizzazione totale non può essere facilmente valutata se non per i raggi α . M. Rutherford²⁰⁴ ha eseguito alcune esperienze impiegando i raggi α dell'uranio; questi raggi erano completamente assorbiti dal gas. La ionizzazione totale si è mostrata sensibilmente la stessa nei gas esaminati.

M. Laby²⁰⁵ ha eseguito esperienze analoghe con l'ossido di uranio, operando con grande cura

²⁰³Strutt, Proc. Roy. Soc., 1903.

²⁰⁴Rutherford, Phil. Mag., 1899.

²⁰⁵Laby, Le Radium, 1907.

per ottenere la corrente di saturazione in ogni caso, non essendo tale condizione realizzata con la stessa facilità per i diversi gas. Così la corrente di saturazione era ottenuta con un campo di 130V in aria a pressione atmosferica, mentre non era ancora ottenuta per un campo di 600 $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ nel gas solforoso alla stessa pressione.

Infine M. Bragg²⁰⁶ ha effettuato una serie di esperimenti sulla ionizzazione prodotta dai raggi α del radio in diversi gas. Lo strumento impiegato era lo stesso di quello utilizzato per le misure del cammino, ma la camera di ionizzazione si trovava in un contenitore a tenuta stagna riempibile con gas e introdotta in un forno elettrico, in quanto le esperienze non potevano essere eseguite per alcuni gas a temperatura ordinaria. M. Bragg ha ammesso che la curva di ionizzazione *A* per un gas qualsiasi può essere ottenuta a partire dalla curva *B* relativa all'aria di uguale concentrazione molecolare; per questo si moltiplicano tutte le ordinate della curva *B* per il rapporto $\frac{1}{s}$, dove *s* è il potere di arresto del gas, e tutte le ascisse per il rapporto $\frac{i}{i_0}$ tra le ionizzazioni relative per unità di lunghezza, cioè per molecola. Se si indicano con *J* e *J*₀ le ionizzazioni totali ottenute nel gas esaminato e nell'aria, è chiaro che si avrà

$$\frac{J}{J_0} = \frac{i}{i_0} \frac{1}{s}$$

e di conseguenza,

$$\frac{i}{i_0} = s \frac{J}{J_0} = Ks$$

Se, in particolare, si opera in uno stesso gas con raggi α di gruppi diversi, le curve di ionizzazione devono essere tutte sovrapponibili nella parte finale del percorso e differire solo per l'altezza totale. Un irraggiamento α sarà in tal caso caratterizzato dal suo percorso nell'aria di densità nota e dal numero dei proiettili. Il valore di *K* per diversi gas si potrebbe dedurre, da quanto detto, dalla conoscenza delle ascisse e delle ordinate di due punti che si corrispondono nelle curve di ionizzazione. Il punto scelto era il punto *P* la cui ordinata rappresenta il percorso del terzo gruppo di raggi α del radio per ordine di penetrazione crescente. Misurando le ionizzazioni, è necessario assicurarsi che si raggiunga la saturazione, soprattutto quando si tratta di gas a molecola complessa.

Il principio di questo metodo, non è del tutto esatto, poiché l'analogia ammessa tra le curve di ionizzazione non si verifica in modo rigoroso. Se, in particolare, si confronta l'aria e l'idrogeno a pressioni tali che il percorso dei raggi α del polonio sia lo stesso, i valori della ionizzazione per unità di lunghezza *i*, in punti corrispondenti del percorso, non sono proporzionali²⁰⁷, essendo l'aumento di *i* lungo il cammino relativamente più grande nell'idrogeno rispetto all'aria.

Ecco una Tabella che mostra i risultati ottenuti dai diversi sperimentatori:

²⁰⁶Bragg, Phil. Mag., 1906 e 1907.

²⁰⁷Taylor, Phil. Mag., 1909.

Gas	Rutherford	Laby	Bragg
	Raggi α	dell'uranio	Raggi α del radio C
Aria	100	100	
Idrogeno	95		
Ossigeno	106		109
Gas carbonico	96	103	108
Acido cloridrico	102		
Gas di ammoniaca	101	90	
Protossido di azoto		99	105
Acetilene		127	126
Pentano		134,5	135
Acetaldeide		105	
Etere etilico		129	131
Bromuro di metile		102	
Cloruro di etile		118	130
Gas solforoso		94	
Solfuro di carbonio			137
Cloroformio			129
Tetracloruro di carbonio			131
Ioduro di etile			128
Alcool			123
Alcool metilico			122
Ioduro di metile			133
Benzene			129
Etilene			128
Azoto			96

Si può constatare che per i gas complessi la ionizzazione totale è superiore a quella ottenibile in aria, e che, di conseguenza, la ionizzazione non è proporzionale all'energia assorbita. Non esiste più alcuna relazione semplice tra la ionizzazione totale e la struttura del gas. La ionizzazione per molecola Ks sembra legata, secondo Bragg, con le costanti molecolari: così il suo rapporto con il volume molecolare conserva un valore sensibilmente costante.

Le ionizzazioni per molecola stanno tra loro come le ionizzazioni totali e come i poteri di arresto. Con uguali ionizzazioni totali e poteri di arresto proporzionali alle densità relative dei gas si ritroverà la legge di proporzionalità della ionizzazione per molecola alla densità secondo M. Strutt; le condizioni indicate non essendo soddisfatte, questa legge non può essere verificata esattamente, e gli scarti devono essere soprattutto importanti per i gas complessi. Per l'aria, il gas carbonico e l'idrogeno, le conducibilità stanno tra loro, secondo M. Strutt, come i numeri 1, 1,53, e 0,27, mentre i poteri assorbenti stanno tra loro come 1, 1,43 e 0,27. In questi tre gas, quindi, la produzione di ioni richiede all'incirca la stessa energia, ma non negli altri casi.

Conclusioni analoghe sono state formulate da M. Kleemann²⁰⁸ in seguito ad uno studio della ionizzazione per diversi gas da parte dei raggi α , β , γ . Per i raggi α la ionizzazione era confrontata nelle parti corrispondenti del cammino; il rapporto tra le ionizzazioni per molecola in due punti corrispondenti del cammino in due gas è uguale, secondo M. Bragg, al rapporto tra le ionizzazioni totali, moltiplicate per il rapporto tra i poteri di arresto. La ionizzazione per molecola i era considerata come una proprietà aggiuntiva degli atomi che compongono la molecola e poteva essere calcolata secondo la formula

$$\frac{i}{s} = \frac{J_1 s_1 n_1 + J_2 s_2 n_2 + \dots}{s_1 n_1 + s_2 n_2 + \dots}$$

essendo s il potere di arresto della molecola, s_1 e s_2 i poteri di arresto degli atomi che la costituiscono, n_1 e n_2 i numeri di questi atomi nella molecola e J_1 e J_2 le ionizzazioni totali per

²⁰⁸Kleemann, Le Radium, 1907.

gas composti da molecole che contengono solo atomi delle specie 1, 2 ecc. I prodotti come $J_1 s_1$ rappresentano le ionizzazioni per atomo.

La precedente formula è stata verificata sperimentalmente per un grande numero di gas; alcuni di essi tuttavia presentano scarti che indicano che la natura del legame chimico può intervenire nel fenomeno; tali sono l'idrogeno, il gas solforoso e l'ammoniaca.

Le ionizzazioni per molecola nel caso dei raggi β e γ sono pure proprietà additive degli atomi, e i loro valori relativi per uno stesso gas sono con molta approssimazione gli stessi. Se si costruiscono le curve che rappresentano la ionizzazione per atomo in funzione del peso atomico, si trova che le tre curve relative ai raggi α, β, γ hanno un analogo andamento che indica che la ionizzazione per atomo è una funzione periodica del peso atomico. Si può quindi pensare che la probabilità di ionizzazione per una qualsiasi delle tre specie di raggi dipende dalle stesse condizioni.

Ecco una Tabella che riassume i risultati precedenti:

Gas	Ionizzazione per molecola		
	Raggi α	Raggi β	Raggi γ
Aria	1,00	1,00	1,00
O^2	1,15	1,17	1,16
CO^2	1,59	1,60	1,58
CH^4O	1,74	1,69	1,75
$C^4H^{10}O$	4,40	4,39	4,29
C^6H^6	3,30	3,95	3,94
C^5H^{12}	4,85	4,55	4,53
C^2H^4O	2,14	2,12	2,17
Az^2O	1,53	1,55	1,55
C^2Az^2	1,94	1,86	1,71
CH^3I	3,43	5,11	5,37
C^2H^5I	4,00	5,90	6,47
CH^3Cl	4,08	4,94	4,93
C^2H^6Cl	3,12	3,24	3,19
CCl^4	5,28	6,28	6,33
CS^2	2,99	3,62	3,66
CH^3Br	2,75	3,76	3,81
C^2H^5Br		4,41	4,58
SO^2	1,01	2,25	2,27
AzH^3	0,99	0,89	0,90
H^2	0,24	0,165	0,16
H	0,175	0,18	0,18
C	0,51	0,46	0,46
Az	0,47	0,475	0,45
O	0,55	0,58	0,58
S	1,24	1,60	1,60
Cl	1,16	1,44	1,44
Br	1,72	2,67	2,81
I	2,26	4,10	4,50

1.46. Corrente di saturazione nel gas ionizzato dai raggi α, β, γ

Al corrente delle loro ricerche sulla ionizzazione totale dei gas, MM. Bragg e Kleemann²⁰⁹ hanno sottolineato che è, in generale, molto più difficile ottenere la corrente di saturazione in

²⁰⁹Bragg e Kleemann. Phil. Mag., 1906.

un gas ionizzato dai raggi α che non permette di prevedere la teoria di ionizzazione dei gas supposta uniforme la distribuzione degli ioni e adottando per il coefficiente di ricombinazione lo stesso valore di quello per gli ioni generati dai raggi X. Così, per esempio, impiegando l'ossido di uranio in un condensatore a piatti distanti $0,5\text{ cm}$ si ottiene, per una differenza di potenziale di 8 V tra i piatti, il 78% della corrente di saturazione ottenuta con 1200 V , e per 20 V la corrente è solo l' 87% della corrente di saturazione, mentre la teoria prevede una perdita di ioni per ricombinazione dell'ordine di solo $\frac{1}{1000}$.

Tutto si comporta come se il coefficiente di ricombinazione degli aumentasse. Questo effetto, secondo MM. Bragg e Kleemann, è tanto maggiore quanto minore è la profondità della camera di ionizzazione e minore la ionizzazione. Per interpretare questi risultati, questi due fisici hanno ammesso che oltre alla ricombinazione generale degli ioni, si produce nel gas una *ricombinazione iniziale*, cioè che due ioni di segno opposto che si formano a partire da una molecola neutra si trovano in condizioni molto favorevoli alla ricombinazione, essendo molto vicini. La ricombinazione iniziale sembra manifestarsi solo nel caso della ionizzazione con raggi α e non si produce con i raggi X primari o secondari o con i raggi β, γ , da cui si conclude che gli ioni prodotti dalle particelle α hanno una velocità di emissione inferiore a quella degli altri raggi.

L'effetto di ricombinazione iniziale, secondo MM. Bragg e Kleemann, sarebbe indipendente dalla profondità della camera, proporzionale al numero di ioni generati e dipenderebbe dalla pressione e dalla natura del gas ionizzato; sarebbe particolarmente caratterizzata nei gas complessi come il cloruro di etile, il tetracloruro di carbonio, ecc.

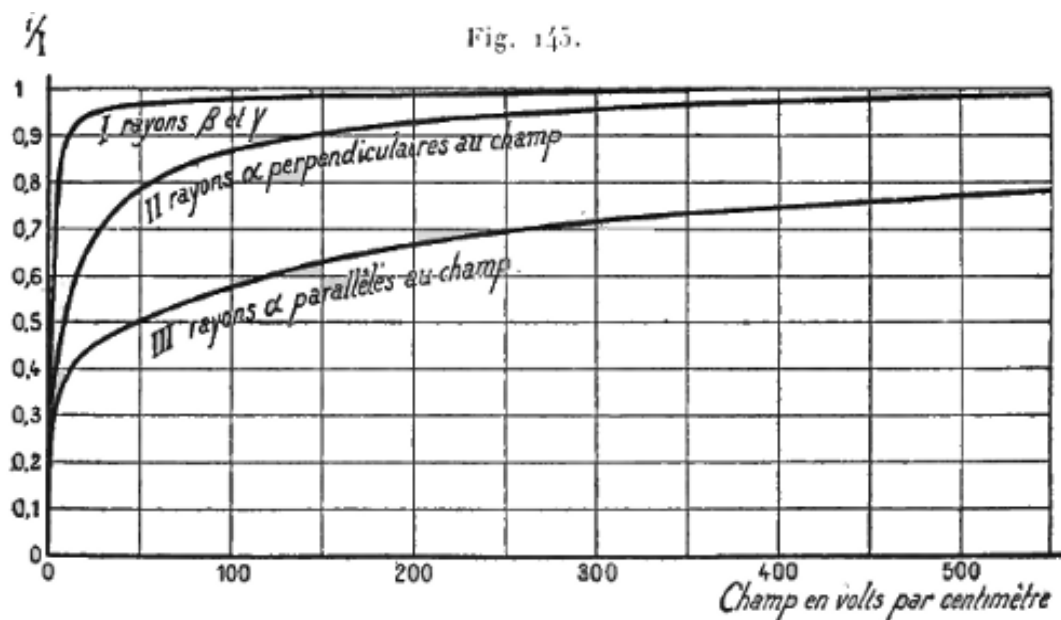
Si può evidenziare che i calcoli necessari a prevedere il numero di ioni ricombinati non si possono in realtà applicare al caso di una ionizzazione molto poco uniforme come quella che si produce nelle vicinanze di una sostanza radioattiva emettente raggi α . Si può quindi cercare di rendere conto dei fenomeni osservati senza invocare l'ipotesi della ricombinazione iniziale. Un semplice effetto di diffusione degli ioni verso la sostanza attiva non sembra sufficiente a spiegare i fatti osservati, poiché l'importanza della ricombinazione iniziale è indipendente dalla profondità della camera a ionizzazione. M. Langevin ha proposto la seguente interpretazione: una particella α produce lungo il suo cammino un grande numero di ioni che non sono ripartiti in modo uniforme nel gas, ma che, almeno nella fase iniziale, si trovano distribuiti in colonne lungo le traiettorie delle particelle α ; la ricombinazione ordinaria che avviene tra gli ioni di una stessa colonna deve superare di molto quella che si otterrebbe per uno stesso numero di ioni ripartiti uniformemente, e ne deve risultare una difficoltà nella saturazione. Si prevede, con questa ipotesi, che la saturazione sarà più facilmente ottenibile quando le direzioni del campo elettrico e delle traiettorie delle particelle α sono ad angolo retto rispetto a quando sono parallele, poiché nel primo caso la distribuzione in colonne tende a scomparire, e nel secondo tende ad essere conservata. Esperienze fatte da M. Moulin²¹⁰ hanno dimostrato che è proprio così. L'esperienza era eseguita con raggi α del polonio resi paralleli mediante un diaframma; questi raggi erano inviati in una camera a ionizzazione a piatti paralleli, distanti 3 cm , sia parallelamente sia normalmente ai piatti; in questo ultimo caso il piatto inferiore era formato da una tela metallica che lasciava passare i raggi. Utilizzando i raggi normali, si è trovato che, conformemente ai risultati di MM. Bragg e Kleemann, la ricombinazione è più importante quando si utilizza la parte finale del cammino della particella α che quando si utilizza una parte di questo cammino dove il potere ionizzante è minore, ma si è trovato inoltre che la ricombinazione conserva la stessa importanza relativa quando si riduce il numero di particelle α utilizzate interponendo, per esempio, una tela metallica tra la sorgente e la camera; di conseguenza l'effetto di ricombinazione non dipende dal numero di ioni totali creati, ma dalla densità lineare degli ioni nelle colonne, indipendentemente dal loro numero. Nelle esperienze di M. Moulin la saturazione nell'aria alla pressione atmosferica era ottenuta per un campo da 1300 a $1500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Quando si riduce la pressione, la saturazione è molto più facile da ottenere;

²¹⁰Moulin, Le Radium, 1908.

così per una pressione di 10 cm di mercurio, la saturazione era ottenuta per un campo di $12 \frac{V}{cm}$. Quando i raggi utilizzati erano paralleli ai piatti, la saturazione alla pressione atmosferica era ottenuta per un valore del campo di $200 \frac{V}{cm}$, cioè ben più facilmente che nel caso dei raggi paralleli alla direzione del campo. Si è anche constatato che, per raggi paralleli al campo elettrico, la proporzione tra il numero di ioni ricombinati e quelli prodotti è proporzionale al potere ionizzante della particella α sulla parte utilizzata della traiettoria, essendo questo potere ionizzante dedotto dalla curva di ionizzazione. Il rapporto tra queste due grandezze è stato indicato con r nella Tabella seguente.

Distanza tra polonio e camera di ionizzazione	Corrente		Difetto di saturazione in %	r
	Per $1200 \frac{V}{cm}$	Per $25 \frac{V}{cm}$		
0,7	489	395	19,2	3,95
1,0	518	408	21,2	4,1
1,3	558	425	23,8	4,25
1,6	592	442	25,3	4,25
1,9	635	469	26,1	4,1
2,2	692	494	28,6	4,15
2,4	737	520	29,4	4
2,6	787	552	29,9	3,8
2,8	863	571	33,8	3,9
3,0	903	592	34,4	3,8

Le curve della figura 145 rappresentano in funzione del campo il rapporto tra la corrente osservata i e la corrente di saturazione J , con l'impiego dei raggi penetranti (curva I), dei raggi α perpendicolari al campo (curva II) e dei raggi α paralleli al campo (curva III). Queste curve sono state ottenute nell'anidride carbonica alla pressione di 75 cm di mercurio alla temperatura di 16° . La corrente di saturazione era la stessa in tutti i casi; era ottenuta per un campo di $200 \frac{V}{cm}$ nell'esperienza I, per un campo di $500 \frac{V}{cm}$ nell'esperienza II, e per un campo di $1500 \frac{V}{cm}$ solo nell'esperienza III.



1.47. Raggi δ o elettroni di debole velocità

Abbiamo visto che al di fuori dei raggi in grado di ionizzare i gas, le sostanze radioattive emettono cariche negative portate da elettroni la cui velocità relativamente bassa è insufficiente per la produzione dell'effetto ionizzante. L'emissione di questi elettroni lenti è stata constatata

da M. J.-J. Thomson²¹¹ per il polonio, il radio e l'uranio, e da Miss Slater²¹² per le emanazioni del radio e del torio. Questi corpuscoli essendo fermati da una caduta di potenziale dell'ordine di qualche volt, hanno velocità dell'ordine di $10^8 \frac{cm}{s}$. Sono emessi in grande quantità, come risulta dalle esperienze di M. Duane sul deposito attivo del radio.

1.48. Azione della temperatura sull'irraggiamento dei corpi radioattivi

L'emissione di raggi da parte dei corpi radioattivi si è mostrata indipendente dalla temperatura nei limiti delle osservazioni fatte fino ad ora.

Le prime esperienze relative a tale questione sono state fatte da H. Becquerel con i raggi dell'uranio tra la temperatura ordinaria e la temperatura di 70° . In queste esperienze l'irraggiamento α dell'uranio era interamente utilizzato nella camera di ionizzazione.

L'emissione dell'irraggiamento permane alle temperature più basse realizzabili; la prima osservazione al riguardo è dovuta a P. Curie che ha posto nell'aria liquida un tubo di vetro contenente cloruro di bario radifero²¹³. La luminosità del prodotto radiante persiste in queste condizioni. Nel momento in cui si toglie il tubo del contenitore freddo, sembra anche più luminoso che alla temperatura ambiente. Alla temperatura dell'aria liquida, il radio continua ad eccitare la fluorescenza del solfato di uranile e del potassio. P. Curie ha verificato con misure elettriche che l'irraggiamento, misurato ad una certa distanza dalla sorgente radiante, possiede la stessa intensità sia quando il radio è alla temperatura ambiente, sia quando è in un contenitore alla temperatura dell'aria liquida. In queste esperienze, il radio era posto al fondo di un tubo sigillato da un lato. I raggi uscivano dal tubo dalla parte aperta, attraversando un certo tratto di aria e erano raccolti da un condensatore. Si misurava l'azione dei raggi sull'aria del condensatore, sia lasciando il tubo in aria, sia circondandolo con aria liquida fino ad una certa altezza. Il risultato ottenuto era lo stesso nei due casi. Esperienze analoghe sono state fatte da Becquerel con i raggi penetranti dell'uranio²¹⁴.

M. Dewar, osservando la scarica di un elettroscopio con i raggi penetranti del radio, ha constatato che la velocità della scarica era la stessa sia con il radio alla temperatura di 15° sia alla temperatura dell'aria liquida (-185°), e sia quando era alla temperatura dell'idrogeno liquido (-255°).

Osservazioni dello stesso tipo non possono essere eseguite facilmente per i raggi assorbibili poiché l'assorbimento di questi ultimi da parte dei gas varia molto con la densità del gas e, di conseguenza, con la sua temperatura; è tuttavia probabile che l'emissione di tali raggi si comporti a temperature variabili come l'emissione dei raggi penetranti.

Quando si porta il radio ad una temperatura elevata, la sua radioattività permane. Il cloruro di bario radifero che fonde (verso gli 800°) è radioattivo e luminoso. Tuttavia, un riscaldamento prolungato ad una temperatura elevata tende ad abbassare temporaneamente la radioattività del prodotto. La diminuzione è molto importante, e può costituire il 75% dell'irraggiamento totale; la diminuzione relativa minore per i raggi assorbibili rispetto a quelli penetranti che sono quasi interamente soppressi dal riscaldamento. Ma con il tempo, l'irraggiamento del prodotto riprende l'intensità e la composizione che aveva prima del riscaldamento; questo risultato è raggiunto dopo circa un mese a partire dal momento del riscaldamento.

L'emissione della radiazione da parte dei corpi radioattivi si presenta con le caratteristiche di un fenomeno totalmente indipendente dalla temperatura. Questo fatto si spiega assumendo che sia legato ad una proprietà atomica della materia, non essendo queste proprietà influenzate dalle variazioni della temperatura nei limiti di cui disponiamo.

²¹¹Thomson, Conduction of electricity through gases, Cambridge.

²¹²Miss Slater, Phil. Mag., marzo 1900.

²¹³Curie, Soc. de Phys., marzo 1900.

²¹⁴Becquerel, Comptes rendus, 1902.

Diversi fenomeni osservati in presenza di corpi radioattivi

Questo Capitolo comprende la descrizione di diversi effetti che possono essere osservati in presenza di sostanze radioattive. Parecchi di questi effetti si possono considerare provocati direttamente o indirettamente dai raggi α , β , γ emessi dalle sostanze; alcuni tra loro non saranno descritti in modo dettagliato, essendo già stati analizzati nei Capitolo precedenti.

2.1. Effetti luminosi. Eccitazione di sostanze fosforescenti

I raggi emessi dalle nuove sostanze radioattive provocano la fluorescenza di alcuni corpi. P. Curie ed io¹, abbiamo prima scoperto questo fenomeno facendo agire il polonio attraverso un foglio di alluminio su uno strato di platinocianuro di bario. La stessa esperienza riusciva ancora più facilmente con bario radifero sufficientemente attivo. Quando la sostanza è fortemente radioattiva, la fluorescenza prodotta è molto bella.

Poco tempo dopo abbiamo evidenziato che i sali di bario radifero sono spontaneamente luminosi².

L'eccitazione della fosforescenza da parte di raggi del radio è stata studiata da H. Becquerel³ che ha esaminato l'effetto prodotti sui sali di uranio, sul diamante, sulla blenda, sui solfuri di calcio e stronzio, sul rubino, ecc. Si constata che la sensibilità delle sostanze fosforescenti all'azione della luce, dei raggi X e dei raggi del radio non conserva lo stesso valore relativo. È così che il rubino, che è sensibile alla luce ultravioletta, non è sensibile ai raggi del radio, né ai raggi X; con questi ultimi il bisolfato di uranile e di potassio è più sensibile della blenda esagonale, mentre l'inverso avviene per i raggi del radio. La fosforescenza ottenuta è fortemente ridotta dall'interposizione di un foglio di carta nera tra la sorgente e la sostanza fosforescente, e ciò dimostra che una grande parte dell'effetto è dovuto ai raggi α .

M. Bary ha mostrato che i sali di metalli alcalini e alcalino-terrosi, che sono tutti fluorescenti sotto l'effetto dei raggi luminosi e dei raggi Röntgen, sono pure fluorescenti sotto l'effetto dei raggi del radio⁴. È possibile pure osservare la fluorescenza della carta, del cotone, del vetro, ecc., nelle vicinanze del radio. Tra i diversi tipi di vetro, quello di Turingia è particolarmente luminoso. I metalli non sembrano divenire luminosi.

Il platino cianuro di bario è preferibile quando si vuole studiare l'irraggiamento dei corpi radioattivi con il metodo fluoroscopico. Si può seguire l'effetto dei raggi del radio a distanze superiori a 2 cm. Il solfuro di zinco fosforescente è reso estremamente luminoso, ma questa sostanza ha l'inconveniente di conservare la sua luminosità per qualche tempo, dopo la soppressione dei raggi.

Si può osservare la fluorescenza prodotta dal radio quando lo schermo fluorescente è separato dal radio da schermi assorbenti. Abbiamo potuto osservare l'illuminazione di uno schermo al platinocianuro di bario attraverso il corpo umano. Tuttavia, l'azione è notevolmente più intensa, quando lo schermo è posto proprio contro il radio senza la presenza di schermi solidi. Tutti i gruppi di raggi sono in grado di produrre fluorescenza.

Per osservare l'azione del polonio è necessario mettere la sostanza molto vicino allo schermo fluorescente, senza schermi solidi, o con l'interposizione solo di uno schermo molto sottile.

¹Curie, Comptes rendus, dicembre 1898.

²Curie, Soc. de Phys., marzo 1899.

³Becquerel, Comptes rendus, 1899.

⁴Bary, Comptes rendus, 1900.

Si osservano effetti luminosi molto belli con cristalli di platinocianuro di bario, di litio, di sodio, di calcio. Il sale di litio emette una fluorescenza rossa, i sali di bario e di calcio una fluorescenza verde, il sale di sodio una fluorescenza verde. La willemite (silicato di zinco) produce una bella fluorescenza verde, la kunzite (varietà di spodumene scoperta da Kunz) dà una fluorescenza rossa con i raggi del radio e gialla con quelli catodici. La sparteite (calcite contenente un poco di manganese) dà una fluorescenza arancio con i raggi β e γ . Si può realizzare una bella esperienza introducendo in un recipiente di vetro dei frammenti di questi diversi cristalli, e introducendo in seguito una grande quantità di emanazione del radio.

La sensibilità delle diverse sostanze ai raggi α , β , γ non è la stessa. Il platinocianuro di bario e la willemite offrono la maggiore sensibilità per i raggi β e γ , mentre il solfuro di zinco è particolarmente sensibile ai raggi α .

L'impiego di solfuro di zinco per evidenziare l'azione della emanazione del radio è stata descritta da P. Curie e M. Debiere. M. Giesel si è servito dello stesso procedimento per lo studio della emanazione dell'attinio. La produzione di scintillazione su uno schermo di solfuro di zinco sottoposto all'azione dei raggi α è stata descritta nel Capitolo precedente, e se ne è mostrato l'uso possibile di questa proprietà per lo studio di questi raggi.

Il diamante che è reso luminoso dall'azione dei raggi del radio è molto sensibile ai raggi α e dà una bella luminosità con il polonio. La fluorescenza osservata sul diamante permette di distinguere questa pietra preziosa dalle sue imitazioni, la cui luminosità è piccola.

La descrizione di un gran numero di effetti di fosforescenza è stato fatto da MM. Kunz e Baskerville⁵.

La luminosità delle sostanze fluorescente esposte all'azione delle sostanze radioattive si riduce con il tempo e nello stesso tempo la sostanza fosforescente subisce una trasformazione. Ecco alcuni esempi:

I raggi del radio trasformano il platinocianuro di bario in una varietà bruna meno luminosa (azione analoga a quella prodotta dai raggi Röntgen e descritta da M. Villard). Essi alterano pure il solfato di uranile e di potassio facendoli ingiallire. Il platinocianuro di bario trasformato è rigenerato parzialmente dall'azione della luce. Poniamo il radio al di sotto di uno strato di platinocianuro di bario distribuito su carta, il platinocianuro diverrà luminoso; se si mantiene il sistema nell'oscurità, si altera, e la sua luminosità diminuisce notevolmente. Ma esponiamo il tutto alla luce; il platinocianuro è parzialmente rigenerato, e se si ristabilisce l'oscurità, la luminosità riappare assai intensa. Si è quindi, per mezzo di un corpo fluorescente e di un radioattivo, un sistema che funziona come un corpo fosforescente a lunga durata di fosforescenza.

Il vetro, che è reso fluorescente dal radio, si colora in bruno o in violetto. Nello stesso tempo, diviene meno fluorescente. Se si riscalda questo vetro così modificato, si decolora e contemporaneamente il vetro emette luce. Dopo di che il vetro ha ripreso la proprietà di essere fluorescente come prima della trasformazione.

Il solfuro di zinco che è stato esposto all'azione del radio per un tempo sufficiente si esaurisce poco alla volta e perde la facoltà di essere fosforescente, sia sotto l'azione del radio, sia sotto quella della luce. Quando un recipiente di vetro contenente solfuro di zinco è stato utilizzato in una esperienza con l'emanazione del radio, e si desidera conservare l'apparecchio in buono stato, bisogna aver cura di eliminare anzitutto l'emanazione dopo l'uso.

M. Crookes⁶, ha pure osservato l'alterazione del diamante esposto ai raggi del radio. Dopo 78 giorni di esposizione un diamante il cui colore originale era giallo pallido, aveva assunto un colore scuro; scaldato poi a 50° per 10 giorni con del clorato di potassio, perde il colore scuro superficiale e appare trasparente con un colore verde blu. In questa esperienza il diamante si trovava all'interno del tubo contenente il radio, e tutti i raggi erano utilizzati; il colore scuro superficiale poteva provenire dall'azione dei raggi assorbibili, mentre la colorazione in tutto il volume era dovuta ai raggi penetranti.

⁵Kunz e Baskerville, Science, 1903.

⁶Crookes, Proc. Roy. Soc., 1904.

La sensibilità delle sostanze fosforescenti all'azione dei raggi può dipendere dalla temperatura. Così il solfuro di zinco è meno sensibile alla temperatura dell'aria liquida che a quella ordinaria.

Dal punto di vista del conteggio delle particelle α , è importante rendersi conto, in quale modo, la produzione delle scintillazioni è influenzata quando lo schermo fosforescente rimane sottoposto all'azione di una sorgente intensa di raggi α . M. Marsden⁷ ha mostrato che, in queste condizioni, la diminuzione della luminosità deve essere attribuita principalmente ad una riduzione progressiva del chiarore di ogni scintillazione, mentre il numero delle scintillazioni subisce solo una piccola diminuzione che potrebbe anche non essere percepibile essendo l'osservazione resa difficile con il diminuire del chiarore delle scintillazioni. Si può seguire con un metodo fotometrico la diminuzione della luminosità totale dello schermo, sotto l'influenza di una sorgente radiante costante o variabile. La velocità di diminuzione dipende dalla sostanza fosforescente utilizzata, è assai meno grande per il solfuro di zinco rispetto al platinocianuro di bario.

Per interpretare i risultati ottenuti, M. Rutherford⁸ ha supposto che l'emissione di luce è dovuta alla dissociazione di aggregati molecolari, ripartita uniformemente nella sostanza fosforescente. Ogni *centro attivo*, incontrato da una particella α , cessa di essere efficace. Una scintillazione risulta dalla dissociazione di un gran numero di centri attivi, incontrati dalla stessa particella, e la luce della scintillazione è tanto maggiore quanto il numero dei centri inalterati è grande. È possibile stabilire così una teoria capace di rendere conto dei fatti osservati.

Utilizzando l'azione fotografica della luminosità del solfuro di zinco sotto l'azione dei raggi α , si può ottenere una buona misura del percorso di questi ultimi⁹. Per ciò, basta disporre, al di sopra della superficie attiva piana, uno schermo fosforescente trasparente, opportunamente inclinato; una lastra sensibile è applicata sullo schermo. La luce emessa dal solfuro di zinco impressiona la lastra attraverso lo schermo; l'immagine è molto nettamente delimitata e permette di apprezzare la lunghezza del percorso.

2.2. Luminosità propria dei sali di radio

Tutti i composti di bario radifero *sono spontaneamente luminosi*¹⁰. I sali aloidi, anidri e secchi, emettono una luce particolarmente intensa. Questa luminosità non può essere vista alla grande luce del giorno, ma la si vede facilmente nella semioscurità o in una zona illuminata alla luce del gas. La luce emessa può essere molto intensa, tale da consentire la lettura con un poco di prodotto nell'oscurità. La luce emessa è emanata dal tutta la massa del prodotto, mentre, per un corpo fosforescente ordinario, la luce proviene soprattutto dalla parte della superficie che è stata illuminata. All'aria umida i prodotti radiferi perdono gran parte della loro luminosità, ma la riprendono per essiccamento (Giesel). La luminosità sembra conservarsi. Dopo molti anni non sembrano prodursi modifiche osservabili nella luminosità dei prodotti debolmente attivi, mantenuti in tubi sigillati all'oscurità. Con cloruro di bario radifero, molto attivo e luminoso, la luce cambia colore dopo qualche mese; diviene più violacea e si indebolisce molto; nello stesso tempo il prodotto subisce alcune trasformazioni; ridisciogliendo i sali in acqua e seccandoli nuovamente, si ottiene la luminosità iniziale.

Anche le soluzioni di sali di bario radifero, che contengono una grossa percentuale di radio, sono luminose; si può osservare questo fatto ponendo la soluzione in una capsula di platino che, non essendo luminosa, permette di cogliere la debole luminosità della soluzione.

Quando una soluzione di sale di bario radifero contiene cristalli che si sono depositati, questi sono luminosi all'interno della soluzione, e lo sono molto più della stessa soluzione, di modo che, in queste condizioni, sembrano solo luminosi.

⁷Marsden, Proc. Roy. Soc., 1910.

⁸Rutherford, Proc. roy. Soc., 1910.

⁹Szilard, Le Radium, 1909.

¹⁰Curie, Société de Physique, 3 marzo 1899. - Giesel, Wied. Ann., t. LXIX, p. 51.

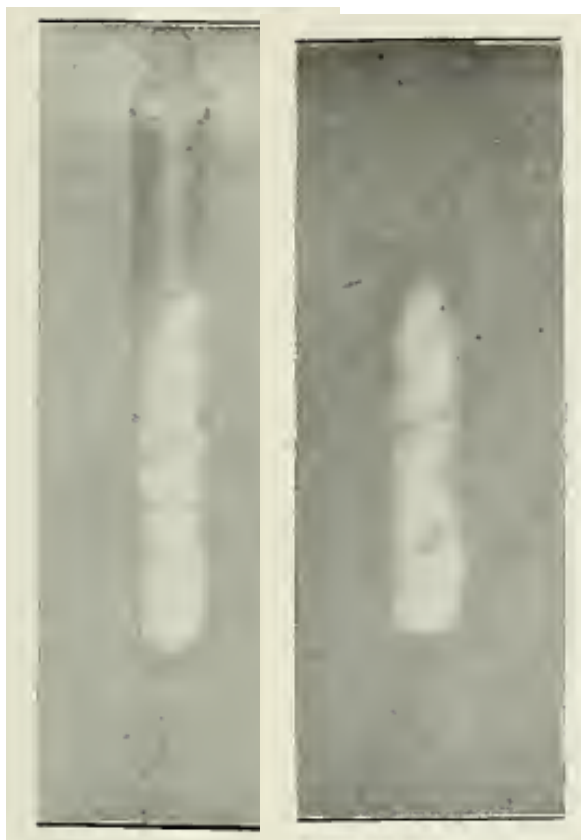
M. Giesel ha preparato del platinocianuro di bario radifero. Quando questo sale cristallizza, assume l'aspetto del platinocianuro di bario ordinario, ed è alquanto luminoso. Ma un poco alla volta il sale si colora spontaneamente e assume un colore bruno, mentre i cristalli divengono dicroici. In queste condizioni, il sale è molto meno luminoso, sebbene la sua radioattività sia aumentata¹¹. Il platinocianuro di radio, preparato da M. Giesel, si altera ancora più rapidamente.

I composti di radio costituiscono il primo esempio di sostanze spontaneamente luminose.

Le condizioni della produzione della luce per i composti di radio non ancora ben note. È probabile che una sostanza radioattiva come il radio possa fungere a sua volta da sorgente di raggi e da sostanza i cui sali sono fosforescenti così come tutti i sali alcalino-terrosi. Il grado di fosforescenza potrebbe tuttavia essere influenzato dal tipo di preparazione e dalla presenza di impurità, come avviene, in generale, per i fenomeni di fosforescenza.

M. Debierne ha constatato che anche i sali di attinio sono spontaneamente luminosi. L'attinio appartiene in base a tutte le caratteristiche al gruppo delle terre rare che hanno la facoltà di divenire fosforescenti per effetto delle radiazioni.

La tavola Pl. VII rappresenta due prove, una delle quali è la fotografia di un'ampolla contenente un sale di radio, mentre l'altra è stata ottenuta nell'oscurità per effetto della luce propria del sale di radio.



Fotografia del sale
di radio

Prova ottenuta per
mezzo della luce
emessa dal sale

2.3. Spettro della luce emesso dai composti di radio e attinio

La luce emessa da un sale di bario radifero si può fotografare; la si può anche esaminare allo spettroscopio. M. e Madame Huggins¹² hanno ottenuto una fotografia dello spettro di questo luce con uno spettrometro in quarzo, con una esposizione di tre giorni. Questo spettro

¹¹Giesel, Wied. Ann., t. LXIV.

¹²Huggins, Proc. Roy. Soc., 1903.

presentava bande che sono state identificate come quelle dell'azoto. Esperienze analoghe sono state fatte da altri scienziati in aria, in altri gas e nel vuoto. Si osserva, in generale, uno spettro continuo dovuto alla fosforescenza del sale e, in certi casi, un effetto dovuto al gas. Secondo M. Crookes e M. Dewar, lo spettro di bande dell'azoto non è ottenuto quando il sale di radio si trova in un vuoto perfetto. Ne risulta che questo spettro è dovuto all'azione dei raggi del radio sull'azoto contenuto nel sale o nelle sue immediate vicinanze. Questa modalità di produzione di uno spettro senza una scarica elettrica è molto significativo. MM. Himstedt e Meyer¹³ hanno potuto constatare che la produzione dello spettro di bande dell'azoto si ha ad una distanza di 5 mm dai cristalli di bromuro di radio; si può pure ottenere lo spettro dell'elio, ma non si osserva alcun effetto con l'idrogeno, l'anidride carbonica e l'ossido di carbonio; l'azione sull'azoto è osservata in presenza dell'emanazione del radio e del polonio. L'eccitazione dello spettro di bande dell'azoto sembra quindi dovuto ai raggi α , e si è constatato che non si produce attraverso il vetro. MM. Stark e Giesel¹⁴ hanno osservato la produzione dello spettro di bande dell'azoto e dello spettro di righe dell'elio nella zona luminosa che si estenda a circa $3,8\text{ cm}$ da una lamina di polonio molto attiva posto in questi gas.

La luce emessa dai sali di attinio è stata esaminata da M. Giesel¹⁵; essa si compone di righe brillanti che sono state attribuite al didimio contenuto nei sali esaminati.

2.4. Produzione di termoluminescenza

Alcune sostanze, come la fluorite, divengono luminosi se riscaldati; essi sono termoluminescenti; la loro luminosità scompare dopo un certo tempo; ma la capacità di divenire nuovamente luminosi con il calore è da essi riottenuta con una scintilla, con i raggi catodici e anche con il radio. Il radio può quindi rigenerare in questi corpi le loro proprietà termoluminescenti¹⁶. Al momento del riscaldamento, la fluorite subisce una trasformazione che è accompagnata da una emissione luminosa. Quando la fluorite è poi sottoposta all'azione del radio, avviene una trasformazione inversa, ed essa è ancora accompagnata da una emissione luminosa.

Un fenomeno del tutto analogo si produce per il vetro esposto ai raggi del radio. Anche qui si ha una trasformazione nel vetro mentre è luminoso per effetto dei raggi del radio; questa trasformazione è evidenziata dalla colorazione che appare e aumenta progressivamente. Quando si scalda poi il vetro così modificato, si ha la trasformazione inversa, la colorazione scompare, e questo fenomeno è accompagnato dalla produzione di luce. Sembra molto probabile che vi sia una trasformazione di natura chimica, e che la produzione di luce sia legata a tale trasformazione. Questo fenomeno potrebbe avere carattere generale; potrebbe darsi che la produzione di fluorescenza da parte del radio e la luminosità delle sostanze radifere fossero necessariamente legate a un fenomeno di trasformazione chimica o fisica della sostanza che emette la luce.

La termoluminescenza è facilmente osservata con la fluorite, il marmo, la fosforite. Per evidenziarla basta lanciare frammenti della sostanza su una lastra metallica scaldata con una lampada a gas ad una temperatura vicina ai 500° . Dopo una esposizione alle radiazioni attive la sostanza sembra conservare indefinitamente la capacità di emettere una quantità di luce determinata dopo il riscaldamento.

La trasformazione da cui dipende la termoluminescenza può essere prodotta dai raggi penetranti del radio racchiuso in un'ampolla sigillata. È assai probabile che la termoluminescenza naturale di alcune sostanze sia dovuta all'azione delle radiazioni alle quali queste sostanze sono state sottoposte per lunghi periodi di tempo.

¹³Himstedt e Meyer, Phys. Zeit., 1906.

¹⁴Stark e Giesel, Phys. Zeit., 1907.

¹⁵Giesel, Ber. d. deutsch. chem. Ges., 1904 e 1905.

¹⁶Becquerel, Rapports au Congrès de Physique, 1900.

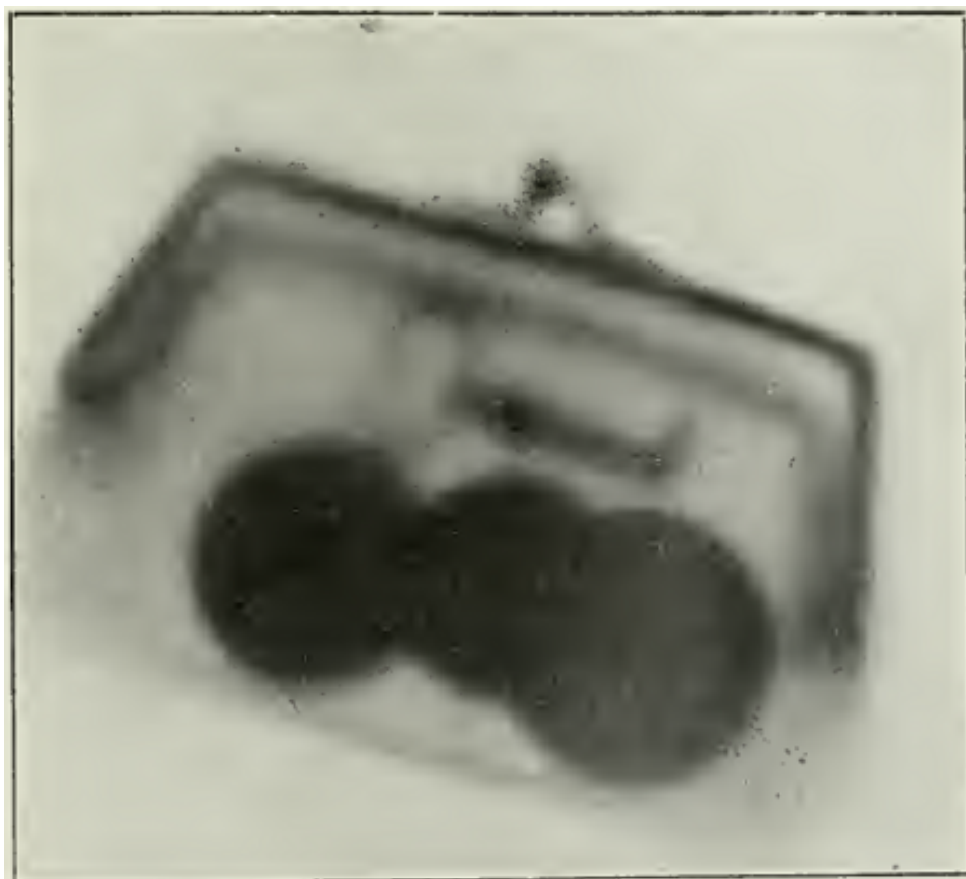
2.5. Effetto radiografico

L'azione radiografica delle sostanze fortemente radioattive è molto intensa. Tuttavia il modo di operare deve essere molto diverso con il polonio e il radio. Il polonio agisce solo a distanze molto piccole e la sua azione è considerevolmente ridotta da schermi solidi; è facile sopprimerla praticamente per mezzo di uno schermo molto sottile. Il radio agisce a distanze notevolmente maggiori; l'azione radiografica dei raggi del radio si osserva a più di 2 cm in aria, e ciò anche quando il prodotto radiante è racchiuso in una ampolla di vetro; i raggi che agiscono in queste condizioni appartengono ai gruppi β e γ . Grazie alle differenze esistenti tra la trasparenza di diversi materiali ai raggi, si può, come per i raggi Röntgen, ottenere radiografie di diversi oggetti. I metalli sono, in generale, opachi, tranne l'alluminio, che è molto trasparente. Non esistono differenze notevoli nelle trasparenze tra la carne e le ossa. Si può operare a grande distanza e con sorgenti di dimensioni molto piccole; si ottengono allora radiografie molto precise. È vantaggioso per la chiarezza delle radiografie inviare i raggi β di lato, per mezzo di un campo magnetico, e di utilizzare solo i raggi γ . I raggi β , attraversando il corpo da radiografare, subiscono, infatti, una certa diffusione e occasionalmente una sfocatura; sopprimendole, si è obbligati ad utilizzare tempi di posa molto lunghi, ma i risultati sono migliori. La radiografia di un oggetto, come un porta monete, richiede un giorno con una sorgente radiante formata da qualche centigrammo di sale di radio, racchiuso in una ampolla di vetro e posta a 1 m dalla lastra sensibile, davanti alla quale è posto l'oggetto. Se la sorgente è a 20 cm dalla lastra, lo stesso risultato è ottenuto in un'ora. Nelle immediate vicinanze della sorgente radiante, una lastra sensibile è impressionata istantaneamente.



Radiografia di una medaglia ottenuta con raggi dell'uranio

La figura rappresenta la radiografia di una medaglia in alluminio, ottenuta da Becquerel con raggi dell'uranio. Una radiografia ottenuta con i raggi del radio è rappresentata nella figura sotto.



Radiografia ottenuta con i raggi del radio

Tutti i gruppi di raggi che sono stati osservati con il metodo di ionizzazione sembrano in grado di produrre immagini radiografiche. Tuttavia non è ancora stato possibile ottenere l'effetto radiografico dei raggi α dell'uranio, anche dopo una posa di 45 giorni (Becquerel), mentre l'immagine è stata ottenuta con i raggi α dell'ossido di torio, la cui intensità è confrontabile a quella dell'irraggiamento α dell'ossido di uranio; questo fatto è ben particolare se si ammette, così come è probabile, che tutte le particelle α siano della stessa natura.

L'effetto radiografico delle particelle α del radio *C* è stato studiato da M. Kinoshita¹⁷. L'intensità della immagine era misurata con un metodo fotometrico. Questa intensità dipende solo dal numero totale delle particelle α ricevute sull'unità di superficie. L'effetto minimo che si è potuto osservare era prodotto da 10^5 particelle α ricevute per centimetro quadrato. Quando il numero delle particelle ricevute aumentava, cresceva pure l'intensità dell'immagine e tendeva verso un valore limite che era raggiunto per $4 \cdot 10^8$ particelle per centimetro quadrato. Si è pure constatato che un grano di sale di argento è influenzato dall'urto di una sola particella α ; per questo, si esaminava al microscopio la lastra sviluppata, e il numero dei grani di sale era confrontato con il numero delle particelle α ricevute. L'azione radiografica dei raggi α su uno strato sensibile molto sottile (spessore di aria equivalente, circa 2 cm) si è mostrato costante lungo i percorsi dei raggi, ed è solo verso la loro fine, che si produceva una rapida diminuzione. Questo fatto si spiegherebbe ammettendo che l'effetto finale dipende solo dal numero di grano incontrati da una o più particelle.

2.6. Effetti di carica dei raggi. Azione sulla scarica elettrica. Applicazioni dell'effetto ionizzante nei gas

Abbiamo visto che all'interno all'interno di un'ampolla di vetro sottile contenente radio vi è una accumulazione di carica elettrica, potendo i raggi β sfuggire dall'ampolla al contrario dei raggi α che sono assorbiti nel vetro. L'accumulazione di carica può produrre la scarica

¹⁷Kinoshita, Proc. roy. Soc., 1910.

distruttiva attraverso il vetro. Effetti analoghi sono osservati in altre circostanze. Del polonio molto attivo ha frantumato una coppetta di quarzo nella quale era conservato¹⁸. In un piccolo e spesso tubo di vetro, contenente emanazione di radio a pressione atmosferica, si osservava la produzione frequente di scintille nel vetro e scariche luminose nel gas; numerose fenditure si sono prodotte nel tubo¹⁹.

MM. Elster e Geitel²⁰ hanno osservato che, sotto l'influsso dei raggi del radio, la distanza esplosiva tra due conduttori metallici per una data differenza di potenziale si trova aumentata; detto in altro modo, il passaggio della scarica distruttiva è facilitato dall'azione dei raggi. P. Curie²¹ ha mostrato che questo fenomeno è dovuto, almeno in larga parte, all'azione dei raggi più penetranti. Se, infatti, si circonda il radio con un involuppo di piombo di 2 cm, la sua azione sulle scintille non ne risulta particolarmente indebolita, mentre l'irraggiamento che attraversa è solo una piccola frazione di quello totale. Si può facilmente osservare l'effetto segnalato impiegando una bobina di induzione. I poli del circuito indotto sono collegati con fili metallici a due micrometri a scintilla, lontani tra loro e offrenti due cammini distinti, all'incirca equivalenti, per il passaggio della scarica. Si regolano i micrometri in modo che le scintille passino circa egualmente tra le sfere di ciascun micrometro. Quando si avvicina il radio a uno dei due micrometri, le scintille cessano di passare attraverso l'altro.

Il fenomeno di cui si parla è ancora poco studiato, e in certe condizioni è stata anche segnalata la produzione dell'effetto inverso²².

La scarica distruttiva senza elettrodi in un gas rarefatto si produce per una pressione più elevata, quando l'ampolla che contiene il gas è sottoposta all'azione dei raggi del radio²³.

Rendendo conduttore, mediante le sostanze radioattive, l'aria nelle vicinanze di due conduttori metallici, di cui uno è a terra e l'altro è collegato ad un elettrometro ben isolato, che permette di misurare la forza elettromotrice della pila formata dall'aria e dai due metalli (forza elettromotrice di contatto tra i due metalli, quando sono separati dall'aria). Questo metodo di misura è stato impiegato da lord Kelvin e dai suoi studenti, utilizzando l'uranio come sostanza radiante²⁴: un metodo analogo era stato in precedenza impiegato da M. Perrin che utilizzava l'azione ionizzante dei raggi Röntgen²⁵.

Si può, per esempio, impiegare a questo scopo un condensatore a piatti: uno dei due piatti è ricoperto di uranio o di ossido di uranio. La deviazione fissa ottenuta è indipendente dalla distanza tra i piatti e dalla pressione del gas. Non si sono osservate variazioni con il tipo di gas (aria, idrogeno e anidride carbonica). Ecco, per esempio, il potenziale limite del piatto isolato per diversi metalli, con

polo di zinco	−0,71	volt
polo di rame	−0,17	“
Argento	+0,05	“
Amalgama di zinco	−0,8	“
Polo di alluminio	−1,13	“

Ci si può servire di sostanze radioattive nello studio dell'elettricità atmosferica. La sostanza attiva è racchiusa in una piccola scatola di alluminio sottile, fissata all'estremità da un'asta metallica connessa all'elettrometro. L'aria è resa conduttrice nelle vicinanze dell'estremità dell'asta, e questa prende il potenziale dall'aria che la circonda. Il radio sostituisce così con vantaggio le fiamme o gli apparecchi a scorrimento d'acqua, in genere impiegati finora nello studio

¹⁸M. Curie e Debierne, Comptes rendus, 1910.

¹⁹Debierne, Comptes rendus, 1909.

²⁰Elster e Geitel, Ann. d. Phys., 1899.

²¹Madame Curie, Tesi di dottorato, Parigi, 1903.

²²Willons e Peck, Phil. Mag., 1905.

²³Hemptinne, Comptes rendus, 1901.

²⁴Lord Kelvin, Beattie e Smola, Nature, 1897.

²⁵Perrin, Tesi di dottorato.

dell'elettricità atmosferica. Questa applicazione è stata realizzata dapprima da M. Paulsen²⁶ e poi da altri sperimentatori.

Lo studio delle modalità di funzionamento delle prese di potenziale al radio, in genere, ha mostrato che, nell'aria immobile, questi strumenti non offrono la stessa indicazione di uno strumento a scorrimento d'acqua, potendo attribuire lo scostamento all'accumulo di ioni nelle vicinanze della presa²⁷. Se l'aria è costantemente ricambiata, non si ha un tale accumulo.

M. Moureaux²⁸, all'osservatorio del Parco St-Maur, a Parigi, ha eseguito delle prove all'aria aperta con prese di potenziale al radio preparate da P. Curie; una di queste è rimasta in servizio regolare per parecchi anni e ha dato risultati del tutto confrontabili con quelli ottenuti con lo strumento a scorrimento d'acqua; la messa in equilibrio era rapida e il funzionamento regolare. In uno studio dettagliato delle condizioni di funzionamento delle prese di potenziale al radio, M. Moulin²⁹ ha mostrato che con uno strumento installato all'aria aperta, opportunamente disposto ed esposto al vento, è possibile misurare il potenziale con un errore trascurabile. La presa di potenziale è un disco sul quale si incolla la superficie attiva, costituita da solfato di bario radifero; poi la si ricopre con uno strato di vernice a scopo protettivo; la superficie del disco è parallela alle linee di forza del campo, e l'estremità dell'asta che la sostiene è diretta normalmente al campo, in modo da non introdurre perturbazioni nella sua distribuzione. Si ottengono buoni risultati con un disco del diametro di 6 cm con $0,5\text{ mg}$ di solfato di bario radifero con attività 20000 volte maggiore di quella dell'uranio.

2.7. Condensazione del vapore acqueo supersaturo. Formazione di nebbia in presenza dell'emanazione del radio. Influenza sul fenomeno di cristallizzazione.

Gli ioni creati in un gas da parte dei raggi X o dai raggi catodici possiedono la proprietà di condensare il vapore acqueo supersaturo. La stessa esperienza può essere realizzata con i raggi del radio. Quando si opera una brusca distensione nell'aria priva di polveri e contenente vapore acqueo saturante, la condensazione sotto forma di nebbia si manifesta solo se la distensione rappresenta un aumento di volume nel rapporto 1,38; ma se il gas è sottoposto all'azione dei raggi del radio, la condensazione è già ottenuta per una distensione che corrisponde all'aumento di volume nel rapporto 1,25.

Ho constatato che la presenza dell'emanazione del radio può anche provocare la condensazione del vapore acqueo, ma, contrariamente a ciò che avviene nel caso in cui si utilizzano solo i raggi penetranti del radio, non è necessario che il vapore acqueo sia supersaturo né tanto meno saturo. Un contenitore con acqua distillata e alta carica di emanazione e che è mantenuto a temperatura costante, contiene tuttavia una nebbia permanente visibile alla luce dell'arco elettrico. Lo stesso fenomeno si ha quando si sostituisce all'acqua distillata una miscela di acqua e di acido solforico a parità di peso³⁰. I centri di condensazione in questo caso non possono essere gli ioni formati nel gas, poiché la supersaturazione non è necessaria; ho pure mostrato che non possono esserlo nemmeno le molecole di emanazione, poiché la nebbia può essere soppressa stabilendo un campo elettrico intenso nel gas, e la ricomparsa avviene solo progressivamente dopo la soppressione del campo. Si potrebbe quindi pensare che i centri di condensazione sono formati sia dalle particelle di deposito attivo presenti nel gas, sia dai composti chimici che si formano nel gas a causa dell'emanazione e che sono in grado di assorbire il vapore acqueo fino alla formazione di goccioline. L'esperienza è favorevole a questa seconda ipotesi. Si constata, per esempio, che la nebbia ottenuta con l'acqua pura e l'aria carica di emanazione è debole; la sua durata è di alcuni giorni; se si sostituisce l'aria con l'anidride carbonica, non si osserva

²⁶Paulsen, Congresso di Fisica, Parigi, 1900.

²⁷Henning, Ann. d. Physik. 1902. - Linke, Phys. Zeit., 1903.

²⁸Moureaux, Il Radio, 1904.

²⁹Moulin, Il Radio, 1907.

³⁰Madame Curie, Comptes rendus, 1907 e 1908.

nebbia persistente. Ma se si sostituisce l'acqua pura con una miscela di acido solforico di peso uguale, si ottiene, anche in presenza dell'aria e dell'anidride carbonica, una nebbia intensa generalmente molto sottile all'inizio; questa nebbia può essere osservata per oltre un mese; le gocce divengono più rare e finiscono per scomparire. La produzione della nebbia è stata fortemente facilitata dall'aggiunta di acido solforico all'acqua, mentre la pressione del vapore acqueo è fortemente diminuita.

In queste esperienze le particelle di deposito attivo non devono fungere direttamente da centri di condensazione; queste particelle esistono, infatti, nell'aria come nell'anidride carbonica, e la loro azione dovrebbe essere più energica con il vapore acqueo saturante che con quello non saturante. È naturale pensare che, se si opera con acqua e aria, i centri di condensazione sono i composti sorti nell'aria in presenza dell'emanazione. Se si opera con la miscela di acqua e acido solforico, si è portati a supporre, anche se può apparire estraneo, che particelle di anidride solforica si trovano nel gas in seguito all'azione dell'emanazione sul liquido. Una nebbia persistente è ottenibile anche in una sfera con acido solforico concentrato ed emanazione nell'anidride carbonica; questa nebbia persiste per oltre un mese, mentre le nebbie ben più intense che si producono nella sfera con esperienze di riscaldamento locale durano meno di un giorno.

Esperienze diversificate sono state effettuate per evidenziare il ruolo delle reazioni chimiche. Per ottenere una nebbia persistente in un contenitore con acqua distillata e aria carica di emanazione, basta porre nell'aria della sfera usata nell'esperienza un frammento di zolfo o un tappo di caucciù; nel primo caso si constata dopo l'esperienza che l'acqua contiene anche tracce di acido solforico; nel secondo caso si può pensare che il tappo venga attaccato con una ossidazione della materia organica e dello zolfo.

Si osservano nebbie molto intense all'inizio e molto persistenti con l'etere di petrolio, il solfuro di carbonio o con l'etere anidro; si tratta probabilmente in tutti questi casi di un attacco di questi corpi organici; l'alterazione è evidente con il solfuro di carbonio. Ho pure ottenuto nebbie intense e molto persistenti impiegando lo iodio nell'anidride carbonica carica di emanazione o con la canfora nell'aria carica di emanazione; mentre con lo iodio in presenza di aria e di emanazione l'effetto non è persistente. Ho pure osservato una nebbia con l'attinio in presenza di acqua distillata.

Le nebbie formate in presenza dell'emanazione non sembrano cariche; se si stabilisce nella sfera un campo elettrico intenso, la nebbia è rapidamente soppressa; tuttavia questo è solo un effetto dello spostamento di particelle non cariche in un campo non uniforme; il trascinarsi si ha verso i bordi degli elettrodi, e la forma dello spostamento è indipendente dal verso del campo.

La formazione di una nebbia in un contenitore con emanazione si può considerare come un indicatore di reazione chimica. Una concentrazione molto forte di emanazione è necessaria all'inizio per la produzione di nebbia (per esempio, l'emanazione saturata di 5cg di cloruro di radio, in un volume di 150cm^3), una volta formata, la nebbia può durare per un mese, mentre la concentrazione di emanazione è divenuta 200 volte minore.

Effetti di condensazione di vapore acqueo debolmente supersaturo o semplicemente saturo sono stati ottenuti con i raggi X, luce ultravioletta e con i raggi penetranti del radio³¹; la condensazione è stata attribuita alla formazione nel gas di certi composti chimici come i composti nitrati.

Le goccioline che ho osservato sono piccole e mobili; esse sono trascinate nel lento movimento del gas nella sfera, e non è stato possibile osservare un effetto della gravità su di loro. Queste goccioline, che devono essere cariche di deposito attivo, sono tuttavia certamente più grosse degli agglomerati che si formano in un gas umido sulle particelle di deposito attivo, la cui velocità di caduta è stata misurata; in queste esperienze la concentrazione dell'emanazione era, infatti, troppo piccola per poter osservare una nebbia. La caduta delle goccioline visibili

³¹Barkow, Ann. d. Phys., 1907.

potrebbe quindi, senza dubbio, essere constatata in un recipiente a temperatura perfettamente costante. Osservate al microscopio, manifestano moti browniani.

Sembra che esistano, nel gas contenente l'emanazione del radio, agglomerati carichi di deposito attivo la cui grandezza è variabile. Questi agglomerati utilizzano per la loro formazione le molecole del gas, le molecole d'acqua e dei composti chimici formatesi nel gas in presenza dell'emanazione. I più piccoli di questi aggregati si manifestano solo per il loro intervento nel fenomeno di attivazione di un corpo solido a contatto con il gas contenente l'emanazione; sono verosimilmente formate senza il contributo delle molecole d'acqua. Gli agglomerati formati con l'aiuto di molecole d'acqua e di alcuni altri composti sono più grosse; sono sensibili al peso e possono anche divenire visibili.

I raggi penetranti del radio determinano la cristallizzazione di sostanze allo stato di sovrapposizione. L'esperienza è stata fatta con lo zolfo accuratamente purificato³². Da un grano di zolfo racchiuso tra un porta oggetti piano e un vetrino da orologio, si può ottenere per distillazione uno strato uniforme di goccioline sferiche di diametro tra 54μ e 90μ . La cristallizzazione spontanea di queste gocce si propaga lentamente ma con regolarità. Per studiare l'influenza dei raggi del radio, si espone a questi raggi la metà della superficie occupata dalle gocce, mentre l'altra metà è protetta da uno schermo di piombo. La sorgente dei raggi era una piccola ampolla di vetro sottile contenente una piccola quantità di sale di radio. L'aumento del numero delle gocce cristallizzate era osservato al microscopio per la parte *A* esposta all'irraggiamento e per la parte *B* non esposta, e si constatava che nella parte *A* questo aumento era più rapido. Dopo 28 giorni di esposizione la parte *A* accusava un numero 5 volte maggiore di centri di cristallizzazione; nello stesso tempo la cristallizzazione si propagava più rapidamente da una goccia all'altra, di modo che il numero totale delle gocce cristallizzate era 11 volte più grande nella parte *A* rispetto alla *B*. Tuttavia rimangono sempre gocce che conservano la loro trasparenza. La preparazione è avvenuta per 6 ore ad una temperatura di 70° e dopo questo tempo tutte le gocce nella parte *A* erano cristallizzate senza eccezione, mentre la formazione di cristalli nella parte *B* era progredita solo in modo mediocre. Una esposizione di 28 giorni all'azione dei raggi aveva quindi influenzato tutte le gocce di zolfo, dando luogo alla formazione di germi di cristallizzazione, che non si erano però sviluppati alla temperatura ordinaria; il riscaldamento a 70° aumentando la velocità di cristallizzazione, senza produrre nuovi nuclei, è bastato per provocare lo sviluppo di germi rimasti latenti.

La cristallizzazione dello zolfo sovrapposito è facilitata anche in presenza dell'emanazione del radio, e l'effetto sembra attribuibile soprattutto alla radioattività indotta da essa indotta. Le goccioline di zolfo cristallizzano preferibilmente sulle parti della superficie del recipiente che ricevono il deposito attivo in virtù dell'azione del peso su quest'ultimo.

Esponendo la preparazione di zolfo per 30 ore all'azione di raggi Röntgen, non si è constatata alcuna differenza tra la parte esposta e quella non esposta. È probabile che nelle esperienze con i raggi del radio, l'effetto sulla cristallizzazione deve essere attribuito ai raggi β piuttosto che a quelli γ . Questo effetto è probabilmente legato alla carica elettrica dei raggi.

2.8. Azione ionizzante dei raggi del radio sui liquidi e sui solidi isolanti

P. Curie ha mostrato che i raggi del radio e quelli Röntgen agiscono sui dielettrici liquidi come sull'aria, comunicando loro una certa conducibilità elettrica³³. Ecco come era disposta l'esperienza (fig. 146):

Il liquido da esaminare era posto in un contenitore metallico *CDEF*, nel quale era immerso un sottile tubo di rame *AB*; queste due parti metalliche servivano da elettrodi. Il contenitore era mantenuto ad un potenziale noto, per mezzo di una batteria di piccoli accumulatori con un polo a terra. Il tubo *AB* era collegato con l'elettrometro; si misurava la corrente che passava attraverso il liquido. Il tubo di rame *MNM'N'*, a terra, serviva da tubo di controllo per impedire

³²Frischauer, Comptes rendus, 1909.

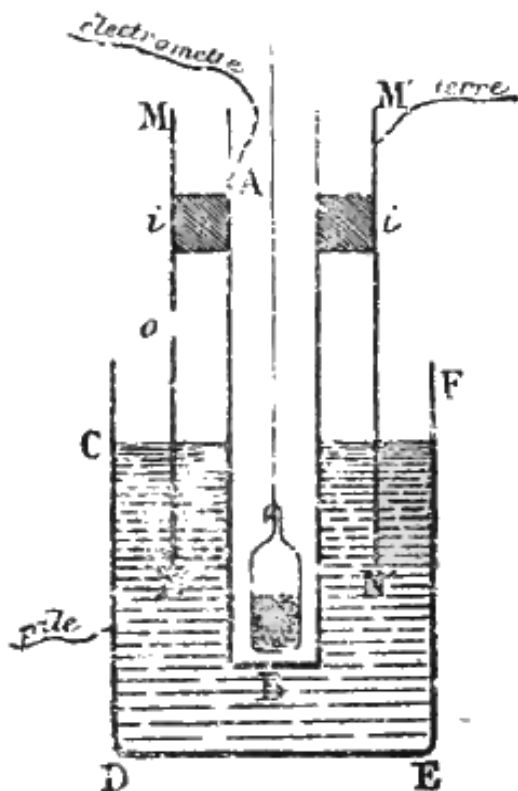
³³P. Curie, Comptes rendus, 17 febbraio 1902.

il passaggio della corrente attraverso l'aria. Si poteva porre un'ampolla contenente il sale di bario radifero nel fondo del tubo *AB*; i raggi agivano sul liquido dopo aver attraversato il vetro dell'ampolla e le pareti del tubo metallico. Si poteva ancora far agire il radio ponendo l'ampolla sopra la parete *DE*.

Per operare con i raggi Röntgen, li si faceva giungere attraverso la parete *DE*.

L'aumento della conducibilità a causa dei raggi del radio o di quelli Röntgen sembra avvenire per tutti i dielettrici liquidi; ma, per constatare tale incremento, è necessario che la conducibilità propria del liquido sia molto piccola per non mascherare l'effetto dei raggi.

Fig. 166.



Operando con il radio e i raggi Röntgen, P. Curie ha ottenuto effetti dello stesso ordine di grandezza.

Quando si studio con lo stesso dispositivo la conducibilità dell'aria o di un altro gas sotto l'azione dei raggi di Becquerel, si trova che l'intensità della corrente ottenuta è proporzionale alla differenza di potenziale tra gli elettrodi, fintanto che questa non supera qualche volt; ma per tensioni più elevate, l'intensità della corrente cresce sempre meno velocemente, e la corrente di saturazione è raggiunta per una tensione di $100V$.

I liquidi studiati con lo stesso dispositivo e con lo stesso prodotto radiante molto attivo si comportano in modo diverso; l'intensità della corrente è proporzionale alla tensione quando questa varia tra 0 e $450V$, e ciò anche quando la distanza tra gli elettrodi non supera i $6mm$. Si può allora considerare la *conduttività* prodotta nei diversi liquidi dall'irraggiamento di un sale di radio che agisce nelle stesse condizioni.

I valori della Tabella seguente moltiplicati per 10^{-11} danno la conduttività in *mhos* (inverso di *ohm*) per $1cm^2$:

solfo di carbonio	20
Etere di petrolio	15
Amilene	14
Cloruro di carbonio	8
Benzina	4
Aria liquida	1,3
Olio di vaselina	1,6

Si può tuttavia supporre che i liquidi e i gas si comportino in modo analogo, ma che, per i liquidi, la corrente resti proporzionale alla tensione fino ad un limite bel più alto di quello dei gas. Si potrebbe, per analogia con quanto avviene per i gas, cercare di abbassare il limite di proporzionalità impiegando un irraggiamento molto più piccolo. L'esperienza ha verificato questa previsione; il prodotto radiante impiegato era 150 volte meno attivo di quello utilizzato per le prime esperienze. Per tensioni di 50, 100, 200, 400V, le intensità di corrente valevano rispettivamente 109, 185, 255, 335. La proporzionalità non si mantiene più, ma la corrente varia ancora fortemente quando raddoppia la differenza di potenziale.

Alcuni dei liquidi esaminati sono isolanti quasi perfetti, quando sono mantenuti ad una temperatura costante e sotto l'effetto dell'azione dei raggi. Tali sono: l'aria liquida, l'etere di petrolio, l'olio di vaselina, l'amilene. È allora molto facile studiare l'effetto dei raggi. L'olio di vaselina è molto meno sensibile all'azione dei raggi dell'etere di petrolio. Conviene forse associare questo fatto alla differenza di volatilità esistente tra questi due idrocarburi. L'aria liquida bollita per qualche tempo nel contenitore è più sensibile all'azione dei raggi di quella che viene poi versata; la conduttività prodotta dai raggi è del 25% maggiore rispetto al primo caso.

P. Curie ha studiato sull'amilene e sull'etere di petrolio l'azione dei raggi alle temperature di $+10^\circ$ e di -17° . La conduttività dovuta all'irraggiamento diminuisce di solo $\frac{1}{10}$ del suo valore, quando si passa da 10° a -17° . Nelle esperienze in cui si è variata la temperatura del liquido si può, sia mantenere il radio alla temperatura ambiente, sia portarlo alla stessa temperatura del liquido; si ottiene lo stesso risultato in entrambi i casi. L'irraggiamento del radio conserva lo stesso valore alla temperatura ordinaria e a quella dell'aria liquida.

La scoperta di questa azione dei raggi sui liquidi isolanti ha una grande importanza dal punto di vista teorico della ionizzazione; essa prova che i raggi che ionizzano i gas possono anche trasferire ai liquidi una conducibilità che consiste, assai probabilmente, in una ionizzazione di tali liquidi. Le differenze osservate nella natura del fenomeno derivano dal fatto che gli ioni nei liquidi devono essere molto meno mobili di quelli creati nei gas.

Lo studio dell'azione dei raggi penetranti del radio sui dielettrici liquidi è stato sviluppato da M. Jaffé³⁴, che impiegava a tale scopo un condensatore a piatti immersi nel liquido: un fascio collimato di raggi del radio penetrava nel condensatore normalmente ai piatti. Le ricerche sono state compiute sull'etere di petrolio, i cui campioni più puri si sono mostrati più sensibili all'azione dei raggi; la conducibilità spontanea di questi campioni poteva essere trascurata. La conducibilità dovuta ai raggi aumenta lentamente con il tempo, raggiungendo, per esempio, il 13% in 13 giorni; ma per un tempo limitato si trovava una conducibilità ben definita. La saturazione non era mai raggiunta; per i campi molto intensi il fenomeno diveniva irregolare, indicando l'avvicinarsi della distanza distruttiva; il campo più intenso impiegato era intorno ai $6600 \frac{V}{cm}$.

L'ordine delle correnti osservate era tra 10^{-11} e $10^{-12}A$ per centimetro quadrato di superficie dei piatti la cui distanza variava tra 1 mm e 7,5 mm, essendo la sorgente radiante costituita da 2cg di sale di radio puro. M. Jaffé ha constatato che la curva $i = f(h)$ che dà l'intensità della corrente in funzione del campo non sembra indicare come limite una corrente di saturazione indipendente dal campo, ma una corrente proporzionale al campo secondo la legge di Ohm. La

³⁴Jaffé, Journal de Physique, 1906: Ann. d. Physik. 1908.

relazione osservata è della forma

$$i = f(h) + ch$$

dove $f(h)$ rappresenta una corrente saturabile, la cui intensità limite è raggiunta per $h = 900 \frac{V}{cm}$ circa, e c è una costante che cresce con la distanza tra i piatti; anche il valore limite di $f(h)$ cresce con la distanza tra i piatti. Sia $f(h)$ che c sono proporzionali alla quantità di radio impiegata. Si può quindi pensare che, nel caso di liquidi isolanti, intervengano due tipi di ioni: una specie relativamente mobile e una con bassa mobilità; questi ultimi interverranno per produrre raggi penetranti; in realtà $f(h)$ cresce dapprima meno velocemente della distanza tra i piatti, e ciò riguarda probabilmente la produzione di raggi secondari assorbibili sulla superficie dei piatti.

Anche la conducibilità ohmica c cresce con la distanza tra i piatti, anche se meno velocemente di questa; essa non può quindi corrispondere ad una produzione uniforme di grossi ioni nel volume compreso tra i piatti, in quanto tale produzione determina una conducibilità indipendente dalla distanza tra i piatti.

Le stesse caratteristiche si ritrovano per la conducibilità di altri liquidi isolanti; il tetracloruro di carbonio, il solfuro di carbonio e il benzene.

Invece di ammettere che gli ioni piccoli e grandi sono formati in modo indipendente nei liquidi sottoposti ai raggi del radio, si può cercare di spiegare i risultati sperimentali ammettendo che quelli grandi sono formati a scapito dei piccoli mediante un meccanismo analogo a quello con il quale M. Langevin ha spiegato la formazione di ioni grandi nell'atmosfera³⁵; da questo punto di vista, gli ioni piccoli si trasformano in grandi fissandosi su particelle di dimensioni maggiori, verso le quali diffondono all'interno del liquido che li contiene.

Sembra tuttavia possibile ottenere, con una purificazione molto accurata, dielettrici liquidi nei quali la formazione di grandi ioni non sia riscontrabile. M. Jaffé ha potuto preparare dell'esano e dell'etere di petrolio la cui conducibilità è definita, e con i quali la corrente di saturazione è ottenute per una differenza di potenziale di 400V su una lunghezza di 3mm; la saturazione si mantiene fino a una differenza di potenziale di 2000V. Questa conducibilità spontanea è 12 volte maggiore di quella dell'aria in condizioni normali; essa è dovuta all'azione dei raggi penetranti provenienti dall'esterno; si constata, infatti, che la si può diminuire circondando il liquido con uno schermo spesso; la conducibilità è indipendente dalla temperatura tra 0° e 40° e non presenta effetti residui. L'esano puro può essere utilizzato con vantaggio per lo studio di raggi molto penetranti.

La mobilità degli ioni nell'etere di petrolio è dell'ordine di $10^{-4} \frac{cm}{s}$ per un campo di $1 \frac{V}{cm}$, e il coefficiente di ricombinazione è dell'ordine di 10^{-10} . Questi valori sono notevolmente inferiori a quelli osservati nei gas³⁶.

H. Becquerel³⁷ ha mostrato che anche i dielettrici solidi possono acquisire una certa conducibilità per effetto dei raggi del radio. L'esperienza è stata fatta con la paraffina che riempiva l'intervallo compreso tra l'elettrodo centrale e l'armatura esterna di un condensatore cilindrico. L'elettrodo era collegato all'elettrometro e la parte esterna alla batteria. L'isolamento era perfetto in assenza di radio; ma quando interveniva il radio, si poteva osservare una corrente di carica dell'elettrometro. La conducibilità aumenta con il tempo di esposizione ai raggi del radio. Essa rimane anche quando il radio viene tolto, e la si può ancora osservare dopo 1 ora. Se, dopo aver tolto il radio, si collega a terra la parte esterna, l'elettrometro si carica nel verso contrario a causa della presenza nella paraffina di cariche residue che si dissipano molto lentamente; la scomparsa di tali cariche è favorita da una esposizione ai raggi del radio in assenza del campo. Fenomeni analoghi sono osservati con lo zolfo. La conducibilità che si stabilisce nei dielettrici, sottoposti all'azione dei raggi penetranti del radio, sembra mantenersi in presenza del radio; la si può osservare per un gran numero di giorni.

³⁵Langevin, Comptes rendus, 1905.

³⁶E. v. Schweidler e Cäcilia Böhmwendt.

³⁷Comptes rendus, 1903.

Anche la produzione di ioni sotto l'influenza dei raggi penetranti dei corpi radioattivi avviene nei corpi solidi come nei liquidi e nei gas. Gli effetti osservati richiamano gli effetti di polarizzazione residua dei dielettrici dopo l'azione di un campo elettrico, e ci si può quindi chiedere se questa polarizzazione non sia legata alla presenza di ioni allo stato normale nei dielettrici solidi.

Si può studiare l'azione dei raggi α sui dielettrici solidi, utilizzando come sorgente radiante il polonio^{38, 39}. I dielettrici: zolfo, paraffina, sono utilizzati in strati molto sottili. La corrente dovuta all'irraggiamento, molto forte all'inizio, rispetto alla corrente spontanea, si riduce rapidamente a zero. Se si riuniscono tra loro le armature del condensatore, si osserva la produzione di una corrente di verso contrario che restituisce la quantità di elettricità raccolta in precedenza dal sistema. Questi risultati appaiono attribuibili interamente o quasi alla presenza di bolle gassose tra la lamina isolante e le armature che la ricoprono. Tuttavia ci si potrebbe aspettare di osservare un fenomeno analogo ammettendo che i raggi α producono la ionizzazione in uno strato molto sottile del dielettrico, e che gli ioni prodotti possono subire solo uno spostamento molto limitato; la corrente potrebbe svanire quando lo spostamento delle cariche nello strato ionizzato darebbe luogo alla produzione di un campo inverso che annullerebbe quello inizialmente stabilito.

I dielettrici solidi possiedono, in generale, una debole conduttività spontanea, che aumenta con la temperatura; è così anche per la conducibilità provocata dai raggi penetranti del radio⁴⁰. Le esperienze erano eseguite con uno strato di paraffina dello spessore di 1 mm, contenuto tra i due piatti di un condensatore; la differenza di potenziale tra i piatti era di 720 V. Nelle vicinanze del punto di fusione si osserva un aumento rapido; nell'intervallo di 10 gradi le due conducibilità sono divenute 8 volte maggiori. In seguito l'aumento rallenta. Il rapporto tra le due conducibilità varia poco con la temperatura, di modo che si può pensare che la conducibilità sia dovuta nei due casi a centri analoghi; la variazione della corrente con la temperatura si può attribuire alla variazione della mobilità degli ioni che la trasportano, il cui numero rimane pressoché costante. La persistenza della conducibilità dovuta all'irraggiamento, dopo la conclusione dell'effetto dei raggi, è molto meno marcata per la paraffina liquida che per quella solida; la durata della persistenza è di alcuni minuti nel primo caso e di parecchie ore nel secondo. Per la paraffina liquida l'intensità della corrente cresce con la differenza di potenziale tra i piatti e tende verso la saturazione per campi molto elevati; la mobilità degli ioni è in questo caso dello stesso ordine di quello trovato per l'etere di petrolio.

M. Kohlrausch⁴¹ ha studiato l'azione dei raggi del radio sulla conducibilità dell'acqua. Quando l'acqua pura è conservata in un contenitore di vetro, la sua conducibilità aumenta poco alla volta, forse a causa della progressiva dissoluzione del vetro. In presenza del radio, l'aumento di conducibilità è più rapido.

MM. Kohlrausch e Henning⁴² hanno constatato che la conducibilità delle soluzioni di bromuro di radio puro è molto analogo a quello delle soluzioni di bromuro di bario. Questo risultato non ha nulla di sorprendente, essendo la conducibilità in questo caso troppo grande affinché l'azione dei raggi possa modificarla in modo apprezzabile.

Secondo M. Himstedt, la resistenza del selenio è diminuita per effetti dei raggi del radio così come della luce⁴³.

2.9. Colorazione. Effetti chimici

Le radiazioni emesse dalle sostanze fortemente radioattive possono provocare alcune trasformazioni, alcune reazioni chimiche. Le prime osservazioni a tale scopo sono state fatte da P. e

³⁸Bialobjesky, Comptes rendus, 1909.

³⁹Greinacheb, Le Radium, 1909.

⁴⁰Bialobjesky, Comptes rendus, 1909.

⁴¹Kohlrausch, Deutsch. phys. Ges., 1904.

⁴²Kohlrausch e Henning, Deutsch. phys. Ges., 1904.

⁴³Hemstedt, Phys. Zeit., 1900.

M. Curie⁴⁴ che hanno constatato che i raggi del radio esercitano azioni coloranti sul vetro e la porcellana.

La colorazione del vetro, in genere bruna o violetta, è molto intensa; essa si produce nella massa stessa del vetro e permane dopo l'allontanamento del radio. Tutti i vetri si colorano in un tempo più o meno lungo, e la presenza del piombo non è necessaria. Conviene associare questo fatto osservato sul vetro dei tubi a vuoto che generano raggi Röntgen dopo un lungo utilizzo.

M. Giesel ha mostrato che i sali aloidi cristallizzati dei metalli alcalini (salgemma, silvina) si colorano con il radio, come con i raggi catodici. Si ottengono colorazioni dello stesso tipo mantenendo i sali alcalini nel vapore di sodio⁴⁵.

Ho studiato la colorazione di una raccolta di vetri di composizione nota, ma non ho osservato grandi varietà di colorazione. Essa è in genere violetta, gialla, bruna o grigia. Sembra collegata alla presenza di metalli alcalini.

Con i sali alcalini puri cristallizzati si ottengono colorazioni più variate e vivaci; il sale, inizialmente bianco, diviene blu, verde, giallo, bruno, ecc. Il solfato di potassio assume una colorazione verde blu.

Il quarzo si colora prendendo un colore affumicato. Un quarzo siffatto tagliato normalmente all'asse ottico mostra striature parallele agli assi binari; la struttura eterogenea dei cristalli può essere evidenziata⁴⁶. Secondo M. D. Berthelot⁴⁷ alcuni campioni di quarzo non si colorano, e la colorazione è dovuta alla presenza di impurità. È probabile che la colorazione del quarzo affumicato naturale sia dovuta a radiazioni precedentemente ricevute.

Diversi corindoni si colorano con i raggi del radio. Si è in precedenza visto che un analogo effetto è prodotto sul diamante.

La natura di tutte queste colorazioni è ancora poco conosciuta. Nei casi dei sali alcalini MM. Elster e Geitel hanno cercato di spiegare la colorazione tramite la liberazione del metallo alcalino che si trova nel sale allo stato di soluzione solida. Questa interpretazione è basata sul fatto che i sali alcalini colorati dai raggi catodici producono in modo intenso il fenomeno fotoelettrico (emissione di elettricità negativa illuminando con luce ultravioletta), che si produce pure facilmente con i metalli alcalini.

Le colorazioni dovute ai raggi del radio scompaiono lentamente per effetto della luce e rapidamente con il riscaldamento. Si è visto che la termoluminescenza e la produzione di fosforescenza sono in genere accompagnati da una colorazione più o meno rapida della sostanza sottoposta all'azione dei raggi.

Tutti i gruppi di raggi producono la colorazione: ma mentre questa è prodotta dai raggi α è poco profonda, l'effetto dei raggi penetranti è più omogeneo nella massa della sostanza.

La zona colorata dovuta all'azione dei raggi α sul vetro, appare nettamente limitata. Quando la materia attiva è a contatto del vetro, lo spessore di questa zona corrisponde al percorso dei raggi nel vetro, che si può calcolare ($0,039\text{mm}$) per i raggi α del radio⁴⁸.

Alcuni minerali (biotite, cordierite, muscovite) contengono regioni colorate limitate, dette *aloni pleocroici*; queste regioni si formano attorno a cristalli microscopici inclusi (zirconi, apatiti). La loro formazione è stata spiegata dall'azione dei raggi α del radio contenuti nei cristalli⁴⁹. L'alone si può comporre di zone successive che corrispondono a raggi α di percorsi diversi. Si può, per esempio, osservare un alone costituito da una sfera interna scura e da una corona concentrica meno colorata, corrispondendo i raggi delle due superfici sferiche ($0,022\text{mm}$ e $0,034\text{mm}$) rispettivamente ai percorsi del radio A e C.

⁴⁴M. e Madame Curie, Comptes rendus, t. CXXIX, novembre 1899, p. 823.

⁴⁵Giesel, Soc. de Phys. allemande, gennaio 1900.

⁴⁶Salomonsen e Dreyer, Comptes rendus, 1904.

⁴⁷D. Berthelot, Comptes rendus, 1907.

⁴⁸Rutherford, Phil. Mag., 1910.

⁴⁹Joly, Phil. Mag., 1910.

La carta è alterata e colorata per effetto del radio. Diviene fragile, si sgretola e assomiglia infine a portapenne forato. Un effetto analogo avviene sulle foglie delle piante.

In alcune circostanze vi è produzione di ozono nelle vicinanze di composti molto attivi. I raggi che escono da una ampolla sigillata, che racchiude radio, non producono ozono nell'aria attraversata. Al contrario, un forte odore di ozono si diffonde quando si apre l'ampolla. In modo generale l'ozono si produce nell'aria, quando vi è comunicazione diretta tra questa e il radio. La comunicazione attraverso un condotto anche molto stretto è sufficiente; sembra quindi che l'azione dell'emanazione del radio sia efficace per la produzione dell'ozono e che l'azione dei raggi penetranti non lo sia. In diverse esperienze con l'emanazione del radio, ho molto spesso constatato un forte odore di ozono dopo l'apertura di uno strumento in cui si trovava l'emanazione. L'osservazione relativa alla produzione di ozono è stata dapprima fatta da Demarçay e confermata poi da P. Curie⁵⁰. Questa osservazione è molto interessante poiché in tal modo si è constatato per la prima volta che i corpi radioattivi inducono reazioni chimiche che richiedono un consumo di energia.

Diverse trasformazioni chimiche che avvengono tramite la luce sono state ottenute con i raggi del radio. Sono per esempio: la trasformazione del fosforo bianco in fosforo rosso tramite i raggi β del radio, osservata da H. Becquerel⁵¹; la precipitazione del calomelano [cloruro di mercurio] in una soluzione di bicloruro di mercurio in presenza di acido ossalico; la liberazione di iodio in una soluzione di iodoformio in cloroformio⁵² (effetto dei raggi penetranti); decomposizione dell'acido iodico e dell'acido azotico⁵³, ecc.

I raggi α del radio determinano la coagulazione della globulina come per gli ioni metallici degli elettroliti liquidi⁵⁴; l'effetto è dovuto ai soli raggi α , che agiscono in questo caso come corpuscoli, portanti una carica positiva, di dimensioni atomiche,

I composti radiferi sembrano mostrano alterazioni con il tempo, senza dubbio a causa delle loro stesse radiazioni. Si è visto che i cristalli di cloruro di bario radifero che sono incolori al momento del deposito assumono poco alla volta a volte una colorazione tendente al giallo-arancio, a volta rosa; questa colorazione scompare mettendoli in soluzione. Il cloruro di bario libera composti ossigenati di cloro: il bromuro libera bromo. Queste trasformazioni lente si presentano in genere qualche tempo dopo la preparazione del prodotto solido, il quale, nello stesso tempo, cambia aspetto e colore, assumendo una tinta gialla o violacea. La luce emessa diviene anche più violacea.

I sali di radio puri sembrano subire le stesse trasformazioni di quelli contenenti bario. Tuttavia i cristalli di cloruro, depositati in soluzioni acide, non si colorano in modo evidente per un tempo che è sufficiente a far assumere una colorazione intensa ai cristalli di cloruro di bario radifero, ricchi di radio.

Una soluzione di cloruro di radio puro contenute in un recipiente di platino lo attacca con soluzione di platino; questa reazione è probabilmente dovuta alla liberazione di cloro nella soluzione⁵⁵.

I raggi penetranti del radio determinano la combinazione lenta del cloro e dell'idrogeno, con formazione di acido cloridrico; questo effetto è analogo a quello della luce⁵⁶.

Le sostanze radioattive sono in grado di produrre effetti chimici che richiedono consumo di energia. Si è visto un primo esempio nella formazione di ozono a spese dell'ossigeno dell'aria. Ma un altro esempio molto importante può essere segnalato: è la scomposizione dell'acqua in presenza di corpi radioattivi. Questo effetto è stato constatato a seguito delle osservazioni fatte sulle emissioni dei gas in presenza di sali di radio.

⁵⁰Curie, Comptes rendus, 1899.

⁵¹Becquerel, Comptes rendus, 1901.

⁵²Hardy e miss Wilcook, Proc. Roy. soc., 1903.

⁵³Berthelot, Comptes rendus, 1901.

⁵⁴Hardy, Proc. phys. Soc., 1903.

⁵⁵M. Curie, Le Radium, 1907.

⁵⁶Jorissen e Ringer, Deutsch. chem. Ges., 1906.

P. Curie e M. Debieerne⁵⁷ hanno constatato che se si pone un sale di radio in un'ampolla in cui si è fatto il vuoto, questo non si mantiene, e la pressione aumenta a causa della emissione di gas dai composti del radio. M. Giesel⁵⁸ ha osservato che una soluzione di bromuro di radio libera gas in modo continuo. Questi gas sono principalmente idrogeno e ossigeno, e la composizione della miscela è simile a quella dell'acqua; si può ammettere che vi è una scomposizione dell'acqua in presenza del sale di radio. Lo stesso effetto è ottenuto con soluzioni di altri sali solubili.

I gas che si formano in un sale solido (cloruro, bromuro) riempiono i pori del sale e si liberano in modo abbondante quando questo viene disciolto. Li si può pure estrarre per mezzo di una pompa a mercurio, riscaldando il sale per facilitare l'emissione. La miscela di questi gas contiene pure principalmente idrogeno e ossigeno.

Benché l'emissione di gas non sia molto rapida, è tuttavia sufficiente ed è necessario tenerne conto per l'utilizzo e la conservazione dei sali di radio. È possibile attribuire ad emissioni gassose due eventi che verificatesi nelle esperienze di P. Curie⁵⁹. Un'ampolla di vetro sottile sigillata, riempita quasi completamente da bromuro di radio solido, è esplosa due mesi dopo la sua chiusura, a causa di un piccolo riscaldamento; l'esplosione era probabilmente dovuta alla pressione del gas interno. In un'altra esperienza un'ampolla, contenente cloruro di radio preparato da lungo tempo, comunicava con un serbatoio di volume molto grande nel quale si manteneva un vuoto perfetto. L'ampolla era stata sottoposta ad un riscaldamento molto rapido verso i 300°, e il sale esplose; l'ampolla andò in pezzi e il sale scagliato a distanza: doveva esserci una pressione notevole al momento della esplosione. Lo strumento era stato sottoposto ad una prova di riscaldamento nelle stesse condizioni in assenza di sale di radio, e non si era verificato alcun incidente.

Queste esperienze mostrano che vi è pericolo nello scaldare il sale di radio preparato da lungo tempo, e che è pure pericoloso conservarlo per lungo tempo in un tubo sigillato.

M. Abbe⁶⁰ ha descritto un incidente in cui l'ampolla sigillata che conteneva 50 mg di bromuro di radio puro e essiccato e che era rimasta chiusa per 3 mesi, esplose violentemente a causa di una leggera pressione esercitata sulla pinzetta che la reggeva; il sale polverizzato è stato proiettato allo stato di polvere. È verosimile che il sale non fosse perfettamente secco in questo caso.

Le ampolle sigillate contenenti sale di radio puro devono essere preparate con molta cura. Il sale secco è introdotto nell'ampolla e lasciato per lungo tempo in forno prima di essere rinchiuso; è bene anche saldare nell'ampolla un filo di platino sottile che penetra all'interno e che facilita la dissipazione verso l'esterno di cariche elettriche che si accumulano all'interno.

I dati quantitativi sul volume dei gas emessi in un tempo dato da una quantità nota di radio sono poco precisi. P. Curie ha osservato una produzione di circa 0,2 cm³ per grammo di bromuro di radio e per ora; la produzione osservata da M. Ramsay⁶¹ varia tra 0,2 cm³ e 0,4 cm³ per grammo e per ora, cioè in media circa 0,3 cm³ per grammo di radio per ora. M. Debieerne⁶² ha ottenuto 0,54 cm³ di gas detonante per grammo di radio e per ora, come risultato medio di parecchie esperienze concordanti.

La produzione di gas detonante dal radio in soluzione è dello stesso ordine di grandezza di quella che si otterrebbe, se il numero di molecole d'acqua, dissociate dai raggi α emessi, fosse uguale al numero di ioni che questi stessi raggi possono produrre in aria.

I gas liberati dai sali di radio contengono tracce di elio. Questo fatto estremamente importante sarà studiato nel proseguo di questo Capitolo.

⁵⁷Curie e Debieerne, Comptes rendus, 1907.

⁵⁸Giesel, Berichte d.d. chem. Ges., 1902.

⁵⁹Madame Curie, Tesi di dottorato. Parigi, 1903.

⁶⁰Medical Record, 1904.

⁶¹Ramsay, Soc. chim., Londra, 1907.

⁶²Debieerne, Comptes rendus, 1909.

M. Debierne ha mostrato che le soluzioni di attinio producono una miscela di ossigeno e di idrogeno; la produzione molto regolare era valutata in $0,007\text{ cm}^3$ per ora per la soluzione utilizzata; corrisponderebbe quindi a quella che si otterrebbe con circa 2 cg di radio.

Se i gas emessi provengono dalla decomposizione dell'acqua, la composizione della miscela gassosa deve essere quella del gas detonante; tuttavia l'analisi ha mostrato che si constata sempre un eccesso di idrogeno su questa proporzione. M. Ramsay ha indicato che questo eccesso è dal 3 al 16%; vi è quindi una quantità importante. Quando si estrae per riscaldamento il gas racchiuso nel bromuro solido preparato da lungo tempo e fortemente alterato nel suo aspetto e colore, può pure succedere che il gas estratto sia quasi interamente idrogeno. Ci si può quindi chiedere cosa diviene l'ossigeno che si è formato. Si può pensare che questo gas è stato utilizzato per la formazione di composti ossigenati; tuttavia M. Ramsay non ha potuto mettere in evidenza nella soluzione di bromuro di radio né la formazione di bromo, né quella di ozono o di acqua ossigenata, né quella di un bromato.

M. Ramsay⁶³ ha realizzato la scomposizione dell'acqua con l'emanazione del radio. L'acqua era contenuta in una boccia di vetro nella quale era introdotto l'emanazione; gli altri gas erano eliminati. La boccia era allora sigillata e conservata per un mese agitandola frequentemente. Dopo questo tempo, M. Ramsay ha constatato nella sfera la presenza di una miscela di ossigeno e idrogeno, il cui volume nelle diverse esperienze era da $1,8\text{ cm}^3$ a $8,4\text{ cm}^3$, essendo la quantità di emanazione impiegata uguale circa all'emanazione saturata di 4 mg del radio. Nella miscela vi era un eccesso di idrogeno dal 3 al 14% rispetto alla sua proporzione nel gas detonante. L'esame dell'acqua non ha rivelato la presenza di acqua ossigenata.

La scomposizione dell'acqua in presenza dell'emanazione costituisce, secondo M. Ramsay, un fenomeno reversibile, e vi sarebbe nello stesso tempo una ricombinazione dell'idrogeno e dell'ossigeno con formazione di acqua. I gas estratti da una soluzione di sale di radio sono stati separati in due parti; una è stata sottoposta all'azione della scarica elettrica, e si è osservato un volume restante di idrogeno di circa il 5,6%. L'altra parte il cui volume era di $2,12\text{ cm}^3$ è stata conservata in una provetta sigillata per un mese; il volume dopo tale tempo era solo di $1,48\text{ cm}^3$, vi è quindi una ricombinazione del 30% di miscela detonante; si è inoltre constatato che l'eccesso di idrogeno costituiva il 5% del volume iniziale. L'esperienza è stata eseguita con il gas essiccato, ad una pressione di circa 0,25 atmosfere.

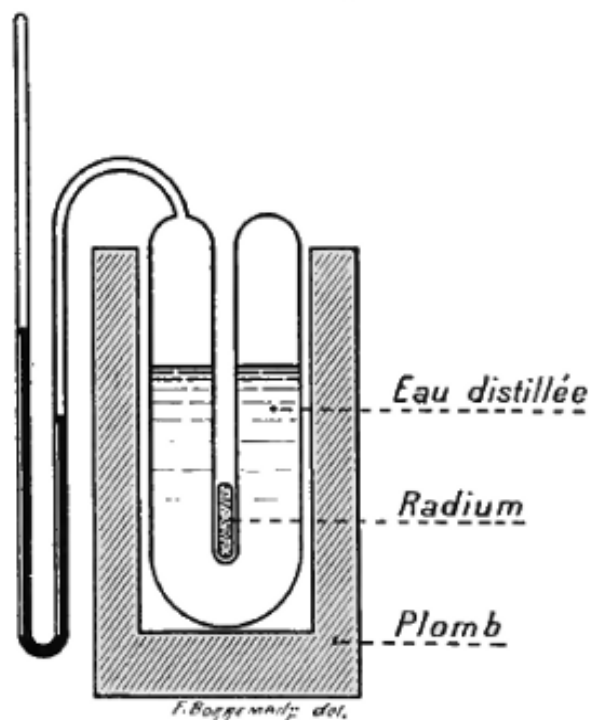
La scomposizione dell'acqua in presenza di radio e della sua emanazione o dell'attinio appare come il risultato dell'assorbimento dell'energia delle radiazioni emesse, ed è naturale supporre che l'energia utilizzata è principalmente quella dei raggi α .

M. Debierne⁶⁴ ha mostrato che l'energia dei raggi penetranti del radio è sufficiente a determinare la scomposizione dell'acqua, essendo l'effetto tuttavia molto più lento di quello ottenuto con radio in soluzione. L'esperienza era realizzata nel modo seguente:

⁶³Soc. chim. Londres, 1907.

⁶⁴Debierne, Comptes rendus, 1909.

Fig. 147.



Un'ampolla di vetro sigillata contenente una quantità importante di cloruro di radio puro, era posta in un tubo di vetro immerso in acqua distillata (fig. 147); questo era contenuto in un recipiente di vetro comunicante con un manometro a mercurio. I raggi che agivano sull'acqua avevano già attraversato il vetro dell'ampolla e quello del tubo, cioè uno spessore totale di circa $0,5\text{ mm}$. Lo spessore dell'acqua attorno al tubo era di $1,2\text{ cm}$. Per eseguire una esperienza, si cominciava con l'eliminare completamente l'aria dal recipiente contenente acqua, poi si esponeva l'ampolla al radio, e si osservava la pressione indicata sul manometro a intervalli di tempo stabiliti. L'aumento della pressione era perfettamente regolare e quasi esattamente proporzionale al tempo. In una esperienza protratta per parecchi mesi, si è potuto osservare verso la fine una leggera diminuzione progressiva dell'emissione, che si arrestava completamente quando si toglieva l'ampolla dalle vicinanze del radio. Il gas ottenuto, messo in presenza di rame e di ossido di rame riscaldati e di anidride fosforica, era completamente assorbito.

Il flusso è stato in media di $0,115\text{ cm}^3$ per giorno e per grammo di radio, cioè un poco inferiore all'1% di quello della soluzione di cloruro di radio. Se tutta la strumentazione è circondata da una guaina di piombo spessa parecchi centimetri, il flusso aumenta di circa il 5%. Questo aumento deve essere attribuito ai raggi secondari emesse dal piombo. La diminuzione molto piccola del flusso che si produce alla fine di un certo tempo si può attribuire ad un assorbimento del gas da parte dei prodotti secondari formati nell'acqua, o a una piccola ricombinazione della miscela gassosa sotto l'influsso dei raggi del radio.

In questa esperienza, l'energia necessaria può essere individuata solo nell'irraggiamento assorbito dall'acqua. Questa energia rappresenta circa la decimillesima parte dell'energia totale emessa dal radio. Tuttavia siccome i raggi α sono completamente assorbiti dal vetro così come una parte importante dei raggi β , si può pensare che l'energia dell'irraggiamento, assorbita dall'acqua, è solo dell'ordine dell'1% dell'energia totale. Ne risulta che circa l'1% dell'energia assorbita dall'acqua è stata trasformata in energia chimica.

Lo studio della composizione del gas, liberato dall'azione dei raggi β del radio sull'acqua pura, ha mostrato che questo gas è costituito unicamente dall'idrogeno e che l'ossigeno è assente⁶⁵. Per contro si constata la presenza nell'acqua di piccole quantità di acqua ossigenata, e dosandola ci si rende conto dell'utilizzo dell'ossigeno. La scomposizione dell'acqua da parte dei

⁶⁵Kernbaum, Comptes rendus, 1909.

raggi penetranti sembra quindi avvenire secondo la seguente formula

$$2H^2O = H^2O^2 + H^2$$

La stessa modalità è stata osservata sull'acqua per effetto della luce ultravioletta emessa da un arco al mercurio.

È probabile, secondo questi risultati, che la scomposizione dell'acqua in presenza di radio sia dovuta soprattutto ai raggi α e, in misura minore, ai raggi β . Si può sottolineare che l'energia liberata dal radio, misurata tramite l'emissione di calore, è di circa 118 cal per grammo di radio e per ora; questa energia corrisponde alla formazione di circa 55 cm^3 di gas detonante per ora; la produzione effettiva di gas detonante in una soluzione di sale di radio è molto lontana da questo valore, e ne rappresenta solo circa l'1%. Dalle esperienze di Ramsay, l'utilizzo dell'energia dell'emanazione per la scomposizione dell'acqua è assai migliore. Si vedrà in seguito che l'emanazione satura che è in equilibrio con un grammo di radio può emettere una quantità di calore uguale a circa 11500 cal , che corrisponde alla formazione di 5700 cm^3 di gas detonante. Se l'emanazione satura di 4 mg di radio può fornire 4 cm^3 di questo gas, l'energia utilizzata per la reazione chimica costituisce il 17% dell'energia totale.

È facile comprendere che la produzione di gas detonante, osservata per le soluzioni di radio, non si è mostrata la stessa in tutti i casi. Infatti, questa produzione deve dipendere dal modo in cui i raggi sono utilizzati, dipende quindi dal dispositivo sperimentale impiegato. D'altra parte, i gas possono essere sia utilizzati per reazioni chimiche, sia parzialmente ricombinati, sia rinchiusi nel liquido allo stato di soluzione supersatura; per ottenere la loro emissione è bene far bollire il liquido, ma queste operazioni, ma questa operazione può essere pericolosa. Infine è possibile che, anche con un assorbimento totale dell'irraggiamento nell'acqua, l'energia dell'irraggiamento non sarà completamente utilizzata per la scomposizione della stessa.

La scomposizione dell'acqua per effetto del polonio è stato osservato da M. Curie e M. Debiere⁶⁶; la scomposizione, deve essere attribuita in questo caso, all'azione dei soli raggi α .

Non c'è dubbio che con il radio si possano ottenere reazioni chimiche di diversa natura. Si può utilizzare l'emanazione del radio, e ciò dispensa dal far intervenire le proprietà chimiche dei sali di radio. Esperienze a tale scopo sono state compiute da MM. Ramsay e Cameron⁶⁷; sono stati osservati i seguenti effetti:

Scomposizione dell'anidride carbonica in carbonio, ossigeno e ossido di carbonio. Scomposizione dell'ossido di carbonio in carbonio e ossigeno con formazione di anidride carbonica. Scomposizione del gas amminio in azoto e idrogeno, limitata dalla reazione inversa. Scomposizione dell'acido cloridrico in cloro e idrogeno; abbiamo visto che la reazione inversa avviene a causa dei raggi penetranti. La scomposizione del vapore acqueo a 130° per effetto dell'emanazione non ha potuto essere osservata.

Secondo MM. Ramsay e Cameron, la velocità di reazione è proporzionale alla quantità di emanazione presente, e diminuisce con questa in funzione del tempo.

L'emanazione del radio produce in presenza dell'aria effetti ossidanti; il mercurio è attaccato, e la sua superficie perde rapidamente brillantezza. È così anche per il rame. I materiali organici sono ossidati. I gas estratti dalle soluzioni di sale di radio contengono quasi sempre gas carbonati che provengono probabilmente dall'ossidazione di tracce di materia organica o dall'attacco del lubrificante dei rubinetti dello strumento. È possibile che i fenomeni di ossidazioni siano legati alla formazione dell'ozono.

2.10. Emissione di elio dai corpi radioattivi

La costante presenza di elio nei minerali radioattivi è un fatto che era stato evidenziato dall'inizio delle ricerche per l'estrazione delle nuove sostanze radioattive. MM. Rutherford e Soddy, formulando la loro teoria di disintegrazione degli elementi radioattivi, hanno avanzato l'idea che l'elio possa costituire uno dei prodotti di questa disintegrazione (1902). Poco tempo dopo, nel

⁶⁶M. Curie e A. Debiere, Comptes rendus, 1910.

⁶⁷Ramsay e Cameron, Proc. Chem. Soc., 1907.

1903, MM. Ramsay e Soddy hanno osservato la produzione di elio in presenza di radio, e questa importante scoperta ben presto confermata, ha contribuito a sostenere l'ipotesi secondo la quale l'elio si forma a spese del radio. Qualche tempo dopo M. Debierne osservava la produzione di elio con l'attinio. I lavori fatti sui raggi α e che sono dovuti in primo luogo a M. Rutherford, hanno dimostrato che le particelle α emesse dai corpi radioattivi sono probabilmente tutte della stessa natura e sono costituite da atomi di elio portanti cariche positive.

Secondo questa ipotesi, l'elio deve essere uno dei prodotti di disgregazione di tutti gli elementi radioattivi che emettono particelle α .

I nuovi mezzi di ricerca forniti dalla scoperta di corpi fortemente radioattivi hanno permesso di penetrare in un dominio interamente nuovo della Chimica, dove assistiamo alla formazione di un elemento chimico ordinario. Questo caso significativo è ancora il solo noto finora con certezza, ma si può sperare che nuove scoperte potranno produrre ed accrescere le nostre conoscenze relative alla struttura degli atomi.

La prima esperienza di MM. Ramsay e Soddy⁶⁸ è stata fatta con i gas estratti da una soluzione di **30mg** di bromuro di radio, preparato dopo 3 mesi; questi gas sono stati sottoposti all'azione del rame e dell'ossido di rame al rosso, e si ha come effetto l'assorbimento dell'ossigeno e dell'idrogeno; il vapore acqueo è stato assorbito dall'anidride fosforica; il gas restante è stato rimesso in un tubo capillare comunicante con un tubo a U molto piccolo; quest'ultimo era immerso in un bagno di aria liquida, e l'emanazione si condensava così come il gas carbonico presente. Esaminando lo spettro del gas nel tubo capillare, si è potuto osservare la linea gialla principale D_3 dell'elio. Ripetendo questa esperienza con i gas accumulati per 4 mesi in una soluzione dello stesso tipo nel radio, si è osservato lo spettro quasi completo dell'elio.

In altre esperienze si utilizzava l'emanazione satura di **50mg** di bromuro di radio; questa emanazione era trasportata con dell'ossigeno in un piccolo tubo a U raffreddato in aria liquida; si introduceva in questo tubo dell'ossigeno e si faceva il vuoto; infine il vuoto era creato sull'emanazione condensata. Quando si toglieva l'aria liquida, lo spettro osservato non indicava la presenza di elio; questo spettro presentava righe sconosciute attribuite all'emanazione. Dopo 4 giorni lo spettro di elio era apparso con tutte le sue righe caratteristiche, indicando che questo gas si era formato nel tubo contenente l'emanazione.

In diverse esperienze fatte per determinare il volume dell'emanazione, MM. Ramsay e Soddy hanno potuto osservare la presenza dell'elio nei gas estratti dalla soluzione del sale di radio. Un tentativo è stato fatto per determinare la quantità di elio ottenuto: per questo lo spettro dell'elio estratto era confrontato con lo spettro osservato con una quantità nota di elio contenuto in un tubo simile. MM. Ramsay e Soddy hanno concluso che la quantità di elio formatasi era di **20mm³** per grammo di radio e per anno.

Le belle esperienze di MM. Ramsay e Soddy sono state ripetute da altri sperimentatori, e il fatto fondamentale della produzione di elio è stata ampiamente confermata.

P. Curie e M. Dewar⁶⁹ hanno posto **0,4 g** di bromuro di radio in un tubo di quarzo e hanno fatto il vuoto perfetto sul sale in fusione. Il tubo è stato poi sigillato sotto vuoto. Dopo 20 giorni lo spettro del gas contenuto nel tubo è stato esaminato da M. Deslandres che ha osservato lo spettro completo dell'elio. La luce emessa dal tubo mostrava uno spettro continuo.

MM. Himstedt e Meyer⁷⁰ hanno svolto esperienze con radio racchiuso in un tubo sigillato sotto vuoto; la comparsa dello spettro dell'elio è stata osservata anche nelle loro esperienze.

M. Debierne⁷¹ ha operato con circa **0,1 g** di bromuro di radio. La soluzione di questo sale era contenuta in un vaso di vetro; la si faceva bollire per estrarre i gas che si formavano. Un tubo ad U riempito di mercurio separava la soluzione dallo strumento di assorbimento, nel quale si faceva il vuoto; si lasciava discendere il mercurio e penetrare i gas nello strumento contenente rame e ossido di rame per consentire l'assorbimento dell'ossigeno e dell'idrogeno, dell'anidride

⁶⁸Ramsay e Soddy, Nature, 1903; Proc. Roy. Soc., 1903 e 1904.

⁶⁹Curie e Dewar, Comptes rendus, 1904; Chem. News, 1904.

⁷⁰Himstedt e Meyer, ann. de Phys., 1904.

⁷¹Debierne, Comptes rendus, 1905.

fosforica per l'assorbimento del vapore acqueo, del litio per l'assorbimento dell'azoto. Ottenuto l'assorbimento, si lasciava salire il mercurio nello strumento di assorbimento, e si faceva refluire il residuo gassoso non assorbito in un tubo capillare a forma di forcilla; la metà del gas era riservata allo studio dello spettro; l'altra metà alla misura del volume. La produzione di gas detonante e di elio si è mostrata proporzionale al tempo. La produzione di elio per anno e grammo di radio era valutata a circa 33mm^3 . Questo valore, superiore a quello di MM. Ramsay e Soddy, è ancora di molto inferiore a quello previsto da M. Rutherford, e si deve pensare che operando con soluzioni si estrae solo una parte dell'elio prodotto, mentre la maggior parte rimane racchiusa nelle pareti del contenitore di vetro.

M. Debierne ha mostrato che anche l'attinio produce una emissione di elio. La liberazione di gas detonante e di elio si è mostrata regolare; la proporzione di elio rispetto al gas detonante era inferiore della metà delle emissioni nelle esperienze con il radio.

M. Dewar⁷² ha fatto una determinazione della quantità di elio prodotto dal radio in un tempo dato. L'esperienza è stata eseguita con un sale solido. Vi è in ciò un grande vantaggio, poiché l'emanazione, invece di espandersi nel recipiente che contiene il radio, rimane racchiusa nel sale, ed è così per la maggior parte dell'elio prodotto, poiché le particelle α si trovano emesse nella massa del sale e sono in larga parte da questo assorbite. Riscaldando poi il sale si ottiene l'emissione dell'elio racchiuso. Si impiegavano 70mg di cloruro di radio puro (peso atomico del metallo, 226); questo sale era contenuto in una piccola ampolla posta in un recipiente di vetro dotato di un tubo ad U contenente un grammo di carbone di noce di cocco; il recipiente era per collegato ad un'ampolla contenente un maggiore quantità di carbonio. Si faceva il vuoto in tutto lo strumento e si immergeva la maggior parte delle ampolle con carbone nell'aria liquida, mentre l'ampolla con il radio e la piccola ampolla erano riscaldate; si otteneva così dopo un certo tempo un vuoto molto perfetto e allora si separava l'ampolla a carbone freddo dallo strumento. La piccola ampolla con carbone era costantemente mantenuta in un bagno di aria liquida, per determinare l'assorbimento di gas estranei che avrebbero potuto formarsi, si misurava l'aumento di pressione nel recipiente, in funzione del tempo, riscaldando l'ampolla con radio al rosso debole per ogni osservazione al fine di facilitare l'emissione dell'elio racchiuso. Per un tempo vicino ai 40 giorni si è constatata una produzione continua e regolare di elio. Essa è stata valutata $0,50\text{mm}^3$ per grammo di radio e per giorno. La purezza del gas è stata controllata mediante il suo spettro; si sono viste, oltre alle righe dell'elio, quelle del mercurio, e si è potuto constatare la presenza di tracce di anidride carbonica. In un'altra esperienza è stata misurata la quantità di elio accumulata per 9 mesi nel sale di radio: il valore ottenuto corrisponde ad una produzione di elio di $0,46\text{mm}^3$ per grammo di radio e per giorno.

La produzione di elio per anno e per grammo da parte del radio, dalle esperienze di M. Dewar (circa 170mm^3), è in accordo con il valore 158mm^3 , previsto da M. Rutherford in seguito alla determinazione sperimentale del numero di particelle α emesse dal radio. L'accordo tra la teoria e l'esperienza per misure così complesse è del tutto considerevole.

La produzione di elio, considerata come risultante dall'emissione di particelle α , deve essere una proprietà comune a tutte le sostanze radioattive che determinano una tale emissione. Questa produzione è stata recentemente messa in evidenza per il polonio⁷³. Il polonio era in soluzione, e le particelle α emesse erano quasi interamente assorbite nel liquido. L'elio contenuto nei gas liberati era separato con il metodo di M. Debierne. Il volume di elio ottenuto ($1,3\text{mm}^3$) era in buon accordo con quello previsto in base alla attività del prodotto.

M. Soddy⁷⁴ è riuscito a provare la produzione di elio da parte dell'uranio e del torio. Questa produzione è necessariamente molto piccola, come si può valutare dall'emissione di raggio α dall'uranio e dal radio. Confrontando l'attività di questi due elementi in condizioni in cui lo strato radiante è molto sottile per non generare un assorbimento importante, si trova che la ionizzazione prodotta dall'irraggiamento α di un grammo di radio al minimo di attività sta

⁷²Dewar, Proc. Roy. Soc., 1908 e 1910.

⁷³Madame Curie e A. Debierne, Comptes rendus, 1910.

⁷⁴Soddy, Nature, 1908.

alla ionizzazione prodotta dall'irraggiamento di un grammo di uranio nel rapporto $1,3 \cdot 10^6$. I cammini delle particelle α del radio e dell'uranio erano di poco differenti, e questo numero misura il rapporto tra i numeri delle particelle α emesse a parità di tempo. Di conseguenza un grammo di uranio emette per anno una quantità di elio $5,2 \cdot 10^6$ volte minore di quello emesso da un grammo di radio in equilibrio radioattivo, cioè circa $3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$. Il dispositivo sperimentale permetteva di vedere una quantità di elio uguale a 10^{-6} cm^3 , e la produzione di elio doveva poter essere ridotta in qualche mese con la quantità di materia impiegata, uguale a circa 350 g. Per il torio si può prevedere una produzione dello stesso ordine.

La soluzione di uranio o di torio era racchiusa in un recipiente sotto vuoto il più perfetto possibile; si faceva bollire la soluzione per eliminarne il gas; i gas diversi da quelli della famiglia dell'argon erano assorbiti dal calcio portato ad una temperatura vicina a quella della volatilizzazione. Si è constatato che dopo 35 giorni si potevano ancora osservare le righe dell'elio nello spettro dei residui gassosi provenienti dalla soluzione di torio, ma dopo 203 giorni si osservava in questo spettro la presenza della riga gialla dell'elio con le righe molto intense dell'argon. La produzione di elio da parte del torio era valutata dell'ordine di $2,0 \cdot 10^{-12} \text{ g}$ di elio per grammo di torio e per anno. Impiegando 1850 g di uranio (4 kg di nitrato di uranio). M. Soddy ha trovato che l'elio può essere osservato dopo 27 giorni ma non dopo 12 giorni di accumulo; la produzione era valutata in $2 \cdot 10^{-12} \text{ g}$ di elio per grammo di uranio e per anno. I valori trovati sono dello stesso ordine del valore previsto che è uguale a $5,3 \cdot 10^{-12} \text{ g}$ di elio per grammo di uranio e per anno.

La produzione di elio da parte di atomi radioattivi vari prova che l'atomo di elio è probabilmente uno dei costituenti frequenti di atomi più complessi, uno degli elementi che entrano nella costituzione delle strutture atomiche. Si può quindi sottolineare che la differenza di 4 unità si incontra frequentemente tra due pesi atomici.

La disintegrazione dell'atomo di radio è accompagnata dall'emissione di 4 fasci di particelle α che contengono probabilmente lo stesso numero di particelle. Questi 4 fasci corrispondono alle 4 trasformazioni atomiche successive dell'atomo di radio in atomo di emanazione, di radio A e di radio C. La serie di queste trasformazioni rapide è seguita dalla formazione di polonio che emette pure particelle α e che disintegrandosi non lascia alcun residuo attivo. È quindi possibile che la serie delle trasformazioni del radio si arresti ad una materia inattiva che risulta dal polonio. Se si ammette che la disintegrazione di ognuno degli atomi intermedi comporta l'emissione di una sola particella α e che non si è distaccato alcun altro frammento di atomo, allora la differenza tra i pesi atomici del radio e dell'atomo risultante è uguale a $4 \times 5 = 20$; questo atomo avrebbe quindi un peso atomico uguale a $226,5 - 20 = 206,5$. M. Rutherford ha supposto che l'atomo risultante potrebbe essere piombo, sempre presente nei minerali radioattivi.

Il peso atomico dell'uranio è 239; si vedrà in seguito che, con tutta probabilità, il radio deriva dall'uranio mediante una serie di trasformazioni atomiche. La differenza tra i pesi atomici di questi elementi è 12,5, e la trasformazione si può fare mediante l'emissione di tre particelle α . Si sa attualmente che il parente diretto del radio, lo ionio, emette raggi α ; anche l'uranio ne emette; ma non si conosce la provenienza della terza particella. È possibile che l'atomo di uranio emetta due particelle α durante la propria disintegrazione, e questa ipotesi è in accordo con l'attività relativa dell'uranio nei minerali. Tuttavia, è possibile anche che l'uranio contenga un elemento radioattivo derivante da esso e molto vicino per le sue proprietà chimiche, e che una delle particelle α sia attribuibile a tale elemento.

2.11. Prove di trasformazioni atomiche tramite sostanze radioattive

M. Ramsay ha compiuto numerose altre esperienze sulla produzione di elio da parte del radio, in collaborazione con M. Cameron, per esaminare se altri elementi, oltre all'elio, venivano prodotti. I risultati ottenuti sembrano estremamente importanti, tuttavia non sono stati confermati e non possono essere considerati come risolutivi.

MM. Ramsay e Cameron⁷⁵ hanno studiato l'azione dell'emanazione del radio sull'acqua pura e sulle soluzioni di sali di rame. Hanno creduto di poter concludere che in presenza dell'acqua, l'emanazione non produce elio, ma solo neon, e che in presenza di soluzioni di sali di rame non si forma elio, ma soprattutto argon con un poco di neon. Inoltre, in presenza di rame vi sarebbe formazione di piccole quantità di metalli alcalini; sodio, potassio e litio. MM. Ramsay e Cameron avrebbero ammesso che in queste condizioni non si potrebbe considerare l'elio come risultante dell'emissione di particelle α , e che l'emanazione si disintegra in un modo che dipende dai corpi con i quali si trova in presenza; secondo il ritmo della sua *degradazione* essa può produrre argon, neon o elio. La degradazione è tanto meno completa quanto il lavoro chimico richiesto all'emanazione è maggiore; agendo sul rame, l'emanazione lo degrada in elementi della sua famiglia, di peso atomico inferiore; potassio, sodio, litio.

I risultati segnalati appaiono di importanza fondamentale. Infatti, secondo il modo di vedere diffuso, l'elio sarebbe prodotto dall'emanazione del radio indipendentemente da tutti gli interventi dello sperimentatore, e la sua identità con le particelle α apparirebbe molto probabile anche se ciò non fosse ancora dimostrato in modo più probante dell'attuale. L'ipotesi di MM. Ramsay e Cameron sarebbe contraria all'opinione comune riferita ai fenomeni radioattivi, secondo la quale questi fenomeni non apparirebbero influenzati dalle condizioni sperimentali e sfuggirebbero totalmente all'influenza di interventi esterni. Sarebbe quindi molto importante decidere se i fenomeni segnalati avvengono effettivamente, poiché la loro conferma richiederebbe un cambiamento profondo delle teorie della radioattività.

Ecco in cosa consistono le esperienze principali:

1° *Azione dell'emanazione del radio sulle soluzioni di sali di rame.* - Una soluzione di sale di rame (solfato o azotato) è posta in una piccola palla di vetro nella quale si introduce una forte quantità di emanazione che si lascia decadere spontaneamente. Poi si separa il rame; la soluzione restante è evaporata a secco e si esamina il residuo. Le stesse operazioni sono effettuate con una soluzione dello stesso sale di rame che non è stato esposto all'azione dell'emanazione. Le esperienze sono state ripetute più volte. Il residuo consisteva soprattutto di sale di sodio (con un poco di potassio e calcio); nelle quattro esperienze descritte, dove si lascia agire l'emanazione, la presenza del litio era osservata con uno spettroscopio; nelle esperienze campione, il residuo era assai inferiore, e non si osservava litio. MM. Ramsay e Cameron hanno fatto un tentativo di determinazione della quantità di litio osservato e hanno indicato la presenza di circa $0,00017\text{ mg}$ di litio nel residuo che pesava $1,67\text{ mg}$ per $0,27\text{ g}$ di rame impiegato ($0,815\text{ g}$ di azotato di rame), mentre nell'esperienza campione corrispondente il residuo era solo di $0,79\text{ mg}$.

2° *Gas ottenuto per effetto dell'emanazione sull'acqua e su altri liquidi.* - Le esperienze erano fatte in una palla di quarzo di volume da 5 a 6 cm^3 . L'emanazione era introdotta con l'idrogeno; la sfera era immersa in un bagno di aria liquida, e successivamente si eliminava idrogeno ed elio facendo un vuoto perfetto, mentre l'emanazione rimaneva condensata. La palla era poi richiusa, e si lasciava che l'azione si compisse; dopo qualche tempo si estraevano i gas formati e li si esaminava. Quando il liquido impiegato è l'acqua, la composizione dei gas è, per esempio, la seguente:

	cm^3
H^2	8,84
O^2	3,51
$\text{Az} + \text{CO}^2$	0,29
	12,61

La parte del gas considerata essendo principalmente azoto era sottoposta all'assorbimento con carbone raffreddato in un bagno di aria liquida. I residui gassosi ottenuti davano lo spettro dell'elio e del neon, essendo i due gas presenti in quantità simili e occupando un volume di $0,8\text{ mm}^3$. L'argon era certamente presente nel gas prima dell'assorbimento, ma siccome MM.

⁷⁵Ramsay e Cameron, Chem. Soc., 1907; Nature, 1907.

Ramsay e Cameron non pensavano di poter evitare completamente tutti i ritorni di aria nello strumento, e non attribuivano importanza alla presenza di questo gas che è relativamente abbondante nell'atmosfera. Di contro, consideravano come certo che il neon fosse prodotto dall'emanazione. Con liquidi diversi dall'acqua la presenza di neon non è stata osservata. Nei gas estratti dalle soluzioni di sali di radio si osservava la presenza di elio e di neon.

Esperienze sono state fatte per verificare i risultati di MM. Cameron e Ramsay. Se in presenza del radio, il rame produce litio, si può sperare di trovare litio nei minerali di radio che contengono rame. Le ricerche fatte hanno evidenziato la presenza di litio nei minerali radioattivi⁷⁶, ⁷⁷ (calcolite, autunite, pechblenda, ecc.). Tuttavia dosando il litio nei minerali per mezzo dello spettroscopio, non si constata alcuna relazione tra le proporzioni di rame, di radio e di litio; inoltre la matrice nella quale si trovano i cristalli è sovente più ricca di litio del minerale stesso; se quindi il litio è presente in traccia, non si può affermare se questa traccia appartenga alla matrice o al minerale. Si osserva, per esempio, che la torite che non contiene quasi rame contiene però molto litio, che l'autunite che non contiene rame contiene senza dubbio litio; è così anche per la gummite. La calcolite contiene molto rame, e solo una traccia di litio che può derivare dalla matrice. Questi risultati non danno quindi alcuna conferma delle esperienze di M. Ramsay.

In collaborazione con Mademoiselle Gleditsch, ho cercato di riprodurre le esperienze di MM. Ramsay e Cameron sulle soluzioni di sali di rame in condizioni di sicurezza massime possibili⁷⁸. L'esperienza è, infatti, complessa e comporta parecchie cause d'errore la principale delle quali è l'impiego di un contenitore di vetro, così come fatto notare dallo stesso M. Ramsay.

Le nostre esperienze preliminari hanno mostrato che è estremamente difficile ottenere prodotti chimici privi di litio. Se ne trova nell'acqua distillata, in quasi tutti i reagenti; se un reagente non ne contiene e lo si lascia nel contenitore di vetro, dopo qualche tempo ne presenta delle tracce. È stata fatta la seguente esperienza: l'acqua che è stata distillata in un alambicco in platino e conservata in una bottiglia di platino non lascia alcun residuo visibile dopo evaporazione di 250 cm^3 in una capsula di platino, e l'ultima goccia risultante della concentrazione non presenta lo spettro del litio. Ma se dell'acqua ottenuta nello stesso modo è conservata in un flacone di vetro per 24 ore, si può constatare dopo l'evaporazione l'esistenza di un piccolo residuo costituito principalmente da un sale di sodio, ma contenente pure una traccia di litio.

Era indispensabile sostituire il vetro con un altro materiale. È però ugualmente pericoloso impiegare il quarzo, poiché i vasi di quarzo in commercio contengono litio. Quando si tratto con acido fluoridrico privo di litio un residuo di una capsula di quarzo opaco e un pezzo di un tubo di quarzo trasparente, si ottiene un residuo contenente litio in proporzione notevole; il quarzo trasparente ne contiene ben più del quarzo opaco.

L'esperienza è stata quindi eseguita in un recipiente di platino, e il dispositivo sperimentale era tale che la soluzione di sale di rame non si trovasse mai a contatto con il vetro dello strumento. L'acqua e gli acidi necessari all'esperienza erano ridistillati in un alambicco in platino e conservato in bottiglie di platino. Il sale di rame è stato accuratamente purificato per cristallizzazione, al fine di eliminare il più possibile il litio presente sempre in quantità notevole. L'emanazione utilizzata era fornita da una soluzione contenente 0,19 g di radio, e l'emanazione introdotta nello strumento era misurata direttamente dall'irraggiamento penetrante dal recipiente. Il volume del recipiente era di 13 cm^3 , e il volume della soluzione di solfato di rame era di 7 cm^3 . Sono state fatte due esperienze, contemporaneamente a due esperienze campione su una soluzione non sottoposta all'emanazione. Dopo l'esperienza, il rame era separato; il residuo dell'evaporazione del liquido era pesato e analizzato allo spettroscopio. Benché le quantità di rame e di emanazione impiegate siano state vicine a quelle impiegate da M. Ramsay, i residui ottenuti alla fine sono stati molto minori (0,0004 g e 0,0005 g per le esperienze dirette e di 0,0003 g e

⁷⁶M. Coy, Nature, 1907.

⁷⁷E. Gleditsch, Comptes rendus, 1907 e 1908.

⁷⁸M. Curie e E. Gleditsch, Comptes rendus, 1908.

0,0002 g per le esperienze campione). L'esame spettroscopico ha mostrato che il residuo contiene principalmente sodio e un poco di potassio; la presenza di litio non è stata osservata. Confrontando con soluzioni contenenti litio in proporzione nota, non si è potuto stabilire che la quantità di litio metallico presente era inferiore a $0,6 \cdot 10^{-5} \text{ mg}$. Con le stesse quantità di rame e di emanazione, MM. Ramsay e Cameron hanno indicato la presenza di $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ mg}$ di litio. La differenza dei pesi dei residui ottenuti da noi nelle esperienze dirette e quelle campione è molto piccola (da 0,1 mg a 0,3 mg); si spiega probabilmente con il fatto che, nell'esperienza fatta con l'emanazione, il rientro di questa può portare l'introduzione di tracce di materia estranea. Nell'esperienza più completa di MM. Ramsay e Cameron questa stessa differenza è di 0,88 mg e può essere attribuita all'attacco più energico del vetro dalla soluzione in presenza dell'emanazione. I risultati di MM. Ramsay e Cameron non sono quindi stati confermati e devono essere attribuiti all'attacco dei contenitori sotto l'azione dell'emanazione.

MM. Rutherford e Royds⁷⁹ hanno avviato l'esame dei gas che si formano in un recipiente contenente acqua ed emanazione del radio. La causa principale di errore, relativamente alla produzione di neon, consiste nel fatto che il neon si trova in piccole proporzioni nell'aria atmosferica; la reazione spettrale del neon nella miscela dei gas inerti dell'aria non è evidente poiché il suo spettro è mascherato da quello dell'argon; ma quando l'argon è assorbito dal carbone alla temperatura dell'aria liquida, la sensibilità della reazione spettrale del neon è considerevolmente accresciuta. Una esperienza diretta ha mostrato che si può scoprire il neon proveniente dall'introduzione nello strumento di $\frac{1}{14} \text{ di cm}^3$ di aria, e che con il neon proveniente da $\frac{1}{5} \text{ di cm}^3$ di aria si ottiene lo spettro quasi completo e brillante. La quantità di neon che si può osservare rappresenta 10^{-6} cm^3 .

Le esperienze erano fatte con 2 cm^3 di acqua in una palla di vetro di 4 cm^3 di volume. Il vuoto perfetto era fatto sull'acqua congelata, introducendo nella palla l'emanazione purificata di 0,150 g di radio. Dopo 3 giorni di immergeva la palla nell'aria liquida, e si separavano i gas non condensabili il cui volume era circa 4 cm^3 . L'idrogeno era eliminato dall'esplosione con ossigeno introdotto in piccola quantità; il residuo gassoso privato di gas condensabile, per mezzo del carbone mantenuto alla temperatura dell'aria liquida, era esaminato allo spettroscopio; questo residuo era costituito dall'elio, e non erano osservate righe del neon. Introducendo poi nello strumento il residuo gassoso di $0,1 \text{ cm}^3$ di aria dopo l'assorbimento da parte del carbone, si constatava che, nella miscela di elio e di neon, gli spettri dei due gas erano visibili con uno splendore confrontabile, ciò che prova che la presenza di elio non maschera quella del neon.

MM. Rutherford e Royds hanno concluso dalle loro esperienze che la quantità di neon che poteva essere presente con l'elio era certamente inferiore all'1% del volume gassoso. Non hanno inoltre constatato la presenza di neon nei gas provenienti da una soluzione di 0,2 g di radio nell'acqua, e hanno attribuito i risultati ottenuti da MM. Cameron e Ramsay al rientro dell'aria nella loro strumentazione.

In numerose esperienze, fatte sui gas estratti dalle soluzioni di sale di radio, M. Debiere non ha mai osservato la presenza del neon nei residui gassosi ottenuti dopo l'assorbimento di gas diversi dall'elio. Lo strumento utilizzato non presentava rubinetti nella sua parte essenziale, e quando il vuoto era stato fatto in modo molto completo, nessun rientro d'aria era possibile né durante l'accumulo, né durante l'assorbimento dei gas.

Queste esperienze mostrano che è molto difficile provare la produzione nello strumento di uno dei gas inerti che si trovano nell'atmosfera.

A seguito delle esperienze più recenti, MM. Ramsay e Gray hanno annunciato la produzione di anidride carbonica nelle soluzioni di sali di torio, di zirconio, ecc., sottoposti all'azione dell'emanazione del radio⁸⁰. La produzione di anidride carbonica avveniva sempre in presenza dell'emanazione e di tracce di materie organiche, è difficile provare che il carbonio è stato prodotto da una trasformazione atomica.

⁷⁹Rutherford e Royds, Phil. Mag., 1908.

⁸⁰Ramsay e Gray, Chem. Soc., 1907.

Riassumendo, si può considerare che non vi sono per ora motivi sufficienti per ammettere che la formazione di alcuni elementi possa essere provocata a volontà in presenza di sostanze radioattive. La produzione di elio rimane acquisita; ma essa è collegata ad una proprietà essenziale degli elementi radioattivi e non è influenzata dall'intervento dello sperimentatore.

2.12. Effetti fisiologici

I raggi del radio esercitano un'azione sull'epidermide. Questa azione è stata dapprima osservata da M. Walkhoff⁸¹ e confermata in seguito da M. Giesel⁸² da H. Becquerel e P. Curie⁸³.

Se si pone sulla pelle una capsula in celluloido o in caucciù sottile, racchiudente un sale di radio molto attivo, e lo si lascia per qualche tempo, si produce del rossore sulla pelle, sia in seguito, sia dopo un tempo che è tanto più lungo quanto l'azione è stata debole e meno prolungata; questa macchia rossa appare nel posto esposto; l'alterazione locale della pelle si manifesta ed evolve come una scottatura; in alcuni casi si forma una bolla. Se l'esposizione è stata prolungata, si produce una ulcerazione di guarigione lunga. In una esperienza, P. Curie ha fatto agire sul suo braccio un prodotto radiante relativamente poco attivo per 10 ore; il rossore si manifestò in seguito, e si formò più tardi una piaga che impiegò 4 mesi a guarire; l'epidermide è stata distrutta localmente ed è stata ricostruita solo lentamente e a fatica con formazione di una cicatrice molto evidente. Una bruciatura con radio per esposizione di mezzora apparve dopo 15 giorni, formò una bolla e guarì in 15 giorni. Un'altra bruciatura, fatta con una esposizione di soli 8 minuti, produsse una macchia rossa che apparve dopo solo 2 mesi e il suo effetto fu insignificante.

L'azione del radio sulla pelle si può produrre attraverso i metalli, ma è indebolita. Per garantirsi dell'azione, bisogna evitare di mantenere troppo tempo il radio su di sé ma in un involucro di piombo. Le bruciature completamente guarite possono lasciar sussistere macchie rosse che via via ridiventano evidenti. Le estremità delle dita possono divenire rosse e dolorose e subire desquamazioni.

Subito dopo la scoperta dell'azione fisiologica dei raggi del radio, si è cercato di realizzarne applicazioni mediche. I primi tentativi sono stati fatti dal Dr. Danlos, all'ospedale di Sain-Louis, allo scopo di utilizzare i raggi del radio, come procedimento trattante alcune malattie della pelle, processo confrontabile con quello dei raggi Röntgen o della luce ultravioletta. Il radio offre da questo punto di vista risultati molto buoni; la sua azione è più profonda di quella della luce, e il suo impiego più facile. Lo studio delle modalità di applicazione è necessariamente più lungo, poiché non ci si può rendere immediatamente conto degli effetti.

M. Giesel ha evidenziato l'azione del radio sulle foglie delle piante, che ingialliscono e si sgretolano.

M. Giesel ha pure scoperto l'azione dei raggi del radio sull'occhio⁸⁴. Quando si pone nell'oscurità un prodotto radiante nelle vicinanze della palpebra chiusa o della tempia, si ha la sensazione di una luce che riempie l'occhio. Questo fenomeno è stato studiato da MM. Himstedt e Nagel⁸⁵. Questi fisici hanno mostrato che tutti i centri dell'occhio divengono fluorescenti per effetto del radio, e ciò spiega la sensazione provata. I ciechi, la cui retina è intatta, sono sensibili all'azione del radio, mentre quelli la cui retina è malata non provano una tale sensazione.

I raggi del radio impediscono o ostacolano lo sviluppo delle colonie microbiche, ma tale effetto non è intenso⁸⁶.

⁸¹Walkhoff, Phot. Rundschau, 1900.

⁸²Giesel, Ber. d. d. chem. Gesell. t. XXIII.

⁸³Becquerel e Curie, Comptes rendus, t. CXXXII.

⁸⁴Giesel, Naturforscherversammlung, Monaco, 1899.

⁸⁵Himstedt e Nagel, Ann. der Physik. t. VI. 1901, p. 570.

⁸⁶Achkinass e Caspari, Ann. der Physik, t. VI. 1901, p. 570.

I raggi del radio agiscono energicamente sul midollo e sul cervello. Dopo un'azione di un'ora, si producono paralisi negli animali sottoposti a tale trattamento, e questi muoiono in genere dopo alcuni giorni⁸⁷.

M. Bohn⁸⁸ ha mostrato che l'azione dei raggi si ha soprattutto sui tessuti in via di formazione.

L'emanazione del radio a forte dosaggio introduce nei polmoni degli animali effetti tossici⁸⁹. Ma l'emanazione a dosaggio basso può produrre effetti stimolanti, così come osservato nel caso dello sviluppo dei girini. Si è pure osservato che i raggi emessi dal radio possono esercitare una azione stimolante sulla respirazione delle piante.

La letteratura relativa agli effetti fisiologici del radio è già considerevole, e non sarebbe possibile descrivere qui tutti i risultati ottenuti. Dal punto di vista delle applicazioni mediche le ricerche effettuate sono pure molto numerose, e non vi è dubbio che il radio possa rendere in tale senso importanti servizi. I risultati meglio stabiliti e attualmente ottenuti sono quelli relativi al trattamento dei cancri superficiali, dei lupus, delle macchie legate al vino, delle granulazioni delle palpebre.

⁸⁷Danysz, Comptes rendus, 1903.

⁸⁸Bohn, Comptes rendus, 1903.

⁸⁹Bouchard, Curie, Balthazard, Comptes rendus, 1904.

Emissione di calore dalle sostanze radioattive

3.1. Emissione di calore dal radio in equilibrio radioattivo. Metodi di misura

L'emissione di calore dalle sostanze radioattive e, in particolare, dal radio è uno dei fenomeni più importanti osservati con queste sostanze. La scoperta di questa emissione di calore e l'ordine di grandezza del flusso di calore nel caso del radio hanno fornito una prova diretta del fatto che una quantità considerevole di energia è messa in gioco nei fenomeni della radioattività.

La scoperta dell'emissione di calore dai sali di radio è stata fatta da P. Curie in collaborazione con M. Labord¹, al corrente delle ricerche relative all'effetto balistico dei raggi penetranti del radio. Il dispositivo sperimentale era formato da una scatola di piombo a tre scompartimenti; in quello centrale era sospesa, per mezzo di un filo molto sottile, una leva portante ad una delle estremità una paletta di piombo, e l'altra un contrappeso. L'ampolla con il radio, introdotta alternativamente in uno dei due scomparti vicini, agiva sulla paletta attraverso una finestra forata nella parete di separazione e chiusa da un sottile foglio di alluminio. Gli effetti osservati non erano quelli che si pensava di osservare; i movimenti della leva erano irregolari e assolutamente analoghi a quelli ottenibili avvicinando un corpo più caldo del mezzo esterno, e ciò malgrado le precauzioni prese per evitare effetti di questo tipo. Sembrava quindi utile assicurarsi con una esperienza diretta se l'ampolla con radio costituiva una sorgente di calore.

Il dispositivo sperimentale era organizzato per misurare una differenza di temperatura di $0,01^\circ$; ma ci si accorse che il fenomeno era assai più importante di quanto previsto, ed è stato necessario ridurre la sensibilità dello strumento.

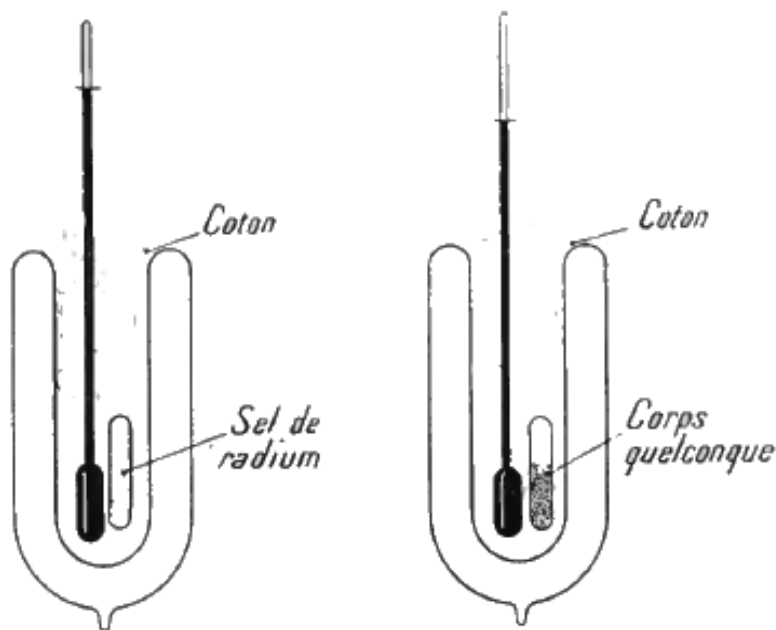
Ecco la descrizione del primo dispositivo sperimentale: due piccole ampolle di vetro erano poste in due vasi di vetro più grandi, nei quali erano mantenute con dei tappi. Una delle ampolle conteneva 1 g di cloruro di radio al 17% circa; l'altra ampolla conteneva sale di bario; le due saldature di una coppia termoelettrica penetravano nelle due ampolle. I contenitori di vetro erano in una cassa di piombo a sua volta inserita in una di legno, riempita con lanugine di cotone. Quando l'equilibrio di temperatura era stabilito, la coppia termoelettrica indicava un eccesso di temperatura di $1,5^\circ$ nell'ampolla con radio.

Era così provato che un *sale di radio emette calore spontaneamente e in modo continuo*.

L'emissione di calore da parte del radio mantiene i sali di radio ad una temperatura più elevata di quella ambiente; ma l'eccesso di temperatura dipende dall'isolamento termico della sostanza. Questo eccesso di temperatura può essere messo in evidenza con una esperienza grossolana fatta per mezzo di due termometri comuni a mercurio (fig. 148).

¹Curie e Laborde, Comptes rendus, 1903.

Fig. 148.

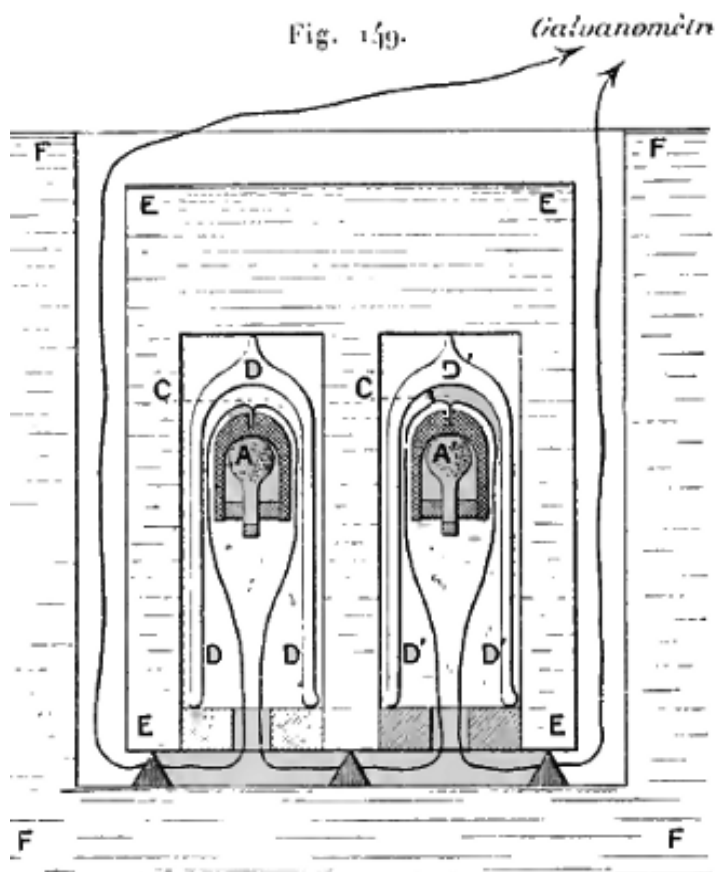


Si utilizzano due contenitori termicamente isolati sotto vuoto, identici tra loro. In uno di essi si pone un'ampolla di vetro contenente parecchi decigrammi di sale di radio puro; nel secondo si pone un'altra ampolla di vetro del tutto simile contenente una sostanza inattiva qualsiasi, per esempio cloruro di bario. La temperatura di ogni contenitore è indicata da un termometro il cui bulbo è posto molto vicino all'ampolla. L'apertura degli isolatori è chiusa con cotone. Quando è raggiunto l'equilibrio termico, il termometro che si trova nel contenitore del radio indica costantemente una temperatura superiore a quella indicata dall'altro termometro; l'eccesso di temperatura osservata era di 3° . In una esperienza analoga fatta con 1 g di bromuro di radio, M. Giesel ha osservato un eccesso di temperatura stazionario di 5° .

Il dato sperimentale importante da conoscere è il *flusso di calore per unità di massa di radio e per unità di tempo*.

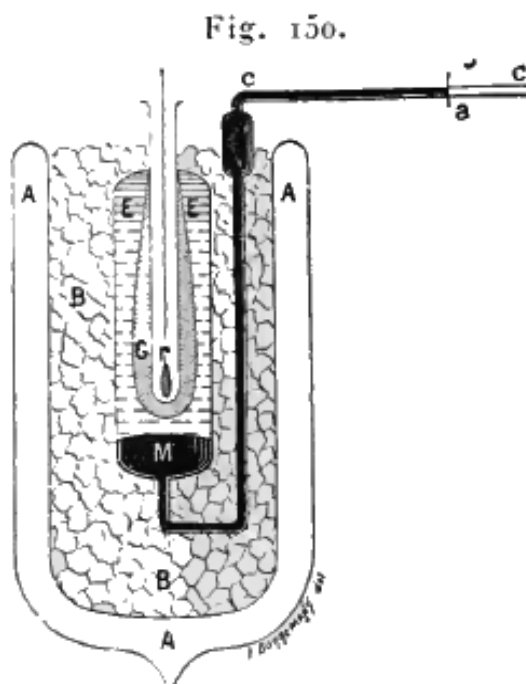
P. Curie e M. Laborde hanno avviato una determinazione di questo flusso di calore. L'esperienza è stata fatta con due metodi diversi:

1° Il primo metodo è basato sull'impiego del dispositivo sperimentale perfezionato (fig. 149).



Le ampolle si trovavano nelle cavità ricavate in blocchi di ottone, i quali erano posti all'interno di contenitori isolanti sotto vuoto installati in un vaso pieno d'acqua; questo era posto in un involuppo di calorimetri riempiti d'acqua. Stabilito un certo eccesso di temperatura tra le due ampolle, si eliminava il radio e lo si sostituiva con una spirale di filo riscaldato per mezzo di una corrente elettrica la cui intensità era regolata in modo da ottenere lo stesso eccesso di temperatura del caso precedente. La quantità di calore emesso da 1 g di cloruro di bario radifero contenente il 17% di radio di cloruro di radio era di 14 *calorie* per ora.

2° Il secondo metodo consisteva nel valutare la quantità di calore emessa dal radio con un calorimetro a ghiaccio di Bunsen (fig. 150).



Ponendo in questo calorimetro un'ampolla di vetro contenente sale di radio, e che è stata preliminarmente raffreddata nel ghiaccio fondente, si constata un apporto di calore che si ferma quando si allontana il radio. Il calorimetro a ghiaccio era installato in un vaso isolatore sotto vuoto, riempito di ghiaccio fondente e protetto verso l'esterno contro la perdita di calore. Lo spostamento della colonna di mercurio era dell'ordine di 1 cm per 5 cal , e si osservavano spostamenti di qualche centimetro per un'ora. L'equilibrio del calorimetro deve essere osservato prima e dopo ogni esperienza; se l'acqua contenuta nel vaso isolatore e quella contenuta nel calorimetro non è assolutamente pura, si osserva un moto continuo della colonna nel tubo capillare; è necessario ridurre questo movimento al minimo e tenerne conto.

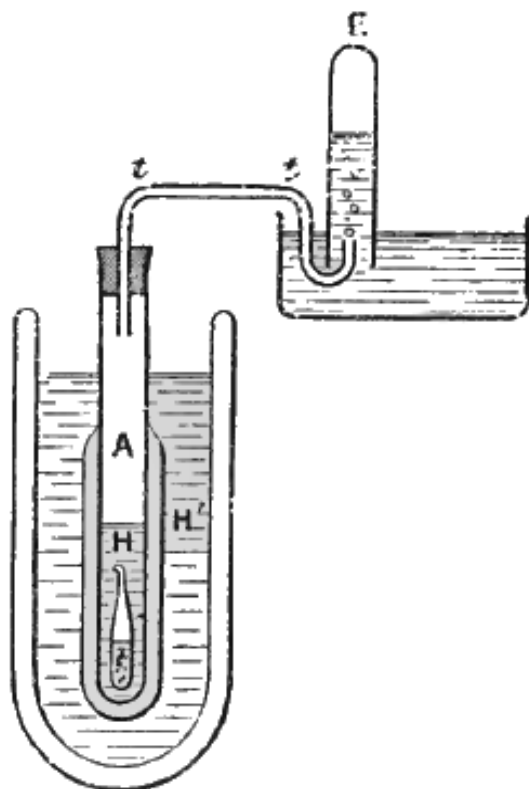
Quando si è misurato con un calorimetro a ghiaccio il calore emesso da un sale di radio contenuto in un'ampolla di vetro, alcuni raggi penetranti del radio attraversano l'ampolla e il calorimetro senza essere assorbito. Per vedere se questi raggi trasportano una quantità significativa di energia, si faceva una misura circondando l'ampolla con un foglio di piombo di 2 mm ; in queste condizioni, l'emissione di calore era aumentata del 4% circa; l'energia emessa dal radio sotto forma di raggi penetranti non appariva dunque per nulla trascurabile.

Ecco i risultati ottenuti con radio preparato da lungo tempo e che si trova in equilibrio radioattivo; l'ampolla era circondata da un foglio di piombo spesso da 2 mm a 3 mm ; si utilizzavano $0,415\text{ g}$ di bromuro di radio. L'emissione di calore osservata era di $24,4\text{ cal}$ per ora, cioè 58 cal per grammo di bromuro e ora, e 98 cal per grammo di radio e ora.

3° Un terzo metodo di misura è stato impiegato da P. Curie e M. Dewar²; consiste nell'utilizzare il calore emesso per far bollire un gas liquefatto a pressione atmosferica, e nel misurare il volume del gas che si libera. I gas utilizzati sono: l'ossigeno liquido (-180°), l'idrogeno liquido (-252°), l'etilene e l'azoto. L'idrogeno liquido è particolarmente conveniente. Una provetta A , circondata da un isolatore termico sotto vuoto, contiene idrogeno liquido H (fig. 151); essa è dotata di un tubo di emissione t che permette di raccogliere il gas in una provetta graduata E riempita d'acqua. La provetta A e il suo isolatore sono immersi in un bagno di idrogeno liquido H' . In queste condizioni non vi è alcuna emissione gassosa nella provetta A . Quando si introduce, nell'idrogeno liquido contenuto in questa provetta, un'ampolla che contiene un sale di radio, si ha una emissione continua di gas; con la quantità di sale utilizzata si raccoglievano 73 cm^3 di gas al minuto.

²Curie e Dewar, Proc. Roy. Inst., 1904.

Fig. 151.



Il calore fornito al gas è uguale a Lm , se si indica con m la massa di gas emesso e con L il suo calore latente di vaporizzazione alla temperatura dell'esperienza. Si determina il calore latente L lasciando cadere nel calorimetro un corpo campione, per esempio una piccola massa di piombo (0,5 g). Il calore specifico del piombo varia di poco con la temperatura e si può considerare come una funzione lineare di questa. Il suo valore medio, 0,0295, determinato direttamente dallo scarto di temperatura da -185° a 15° , è di poco diverso dal suo valore medio tra 18° e 100° che è uguale a 0,0308. La temperatura del gas liquefatto può essere controllata per mezzo di una coppia campionata con un termometro ad aria.

Ecco i volumi di gas formati per caloria e misurati nelle condizioni normali di temperatura e pressione:

	cm^3
Etilene	7
Ossigeno	13,2
Idrogeno	88,9
Azoto	15,9

L'esperienza con l'idrogeno offre la massima sensibilità. In mancanza di idrogeno o dell'ossigeno puri si può impiegare l'aria liquida avente un tempo di ebollizione lungo e la cui temperatura è di -185° .

Possono intervenire alcune cause d'errore: goccioline liquide racchiuse possono vaporizzare nella provetta e aumentare il volume del gas misurato; o, al contrario, vi può essere condensazione di gas nel calorimetro A, se la temperatura del liquido interno è maggiore di quella del liquido esterno.

Nelle esperienze fatte con 0,42 g di bromuro di radio hanno dato i seguenti risultati:

	Calorie per ore	
Calorimetro a ossigeno liquido	22,8	(Curie e Dewar)
Calorimetro a idrogeno liquido	31,6	(Curie e Dewar)
Calorimetro a ghiaccio	24,4	(Curie e Laborde)

I valori elevati forniti dal calorimetro ad idrogeno è stato attribuito ad un effetto di trasciamento di goccioline, con un calorimetro di dimensioni troppo piccole. I valori ottenuti per i calorimetri a ghiaccio e ad ossigeno sono di 98 cal e 93 cal per grammo di radio e per ora.

Si poteva concludere dall'insieme di queste esperienze che la quantità di calore emesso per grammo di radio e per ora è vicina a 100 cal . Da ciò un grammo di radio emette per ogni ora una quantità di calore superiore a quella che è necessaria per fondere il suo peso in ghiaccio. Un grammo atomo di radio (226 g) emette in un'ora una quantità di calore confrontabile con quello che è prodotto dalla combustione di un grammo atomo di idrogeno. P. Curie ha fatto notare che un flusso di calore così considerevole non potrebbe essere spiegato da alcuna reazione chimica ordinaria, e tanto più perché lo stato del radio sembra rimanere lo stesso negli anni. Si può piuttosto attribuire l'emissione di calore ad una trasformazione dell'atomo stesso di radio, trasformazione necessariamente molto lenta, e si ha così un motivo sperimentale per pensare che le quantità di energia messa in gioco nella formazione e nella trasformazione degli atomi sono considerevoli e superano tutto ciò che ci è noto.

Le misure dell'emissione di calore da parte del radio alle basse temperature offrono un interesse particolare; esse mostrano che il flusso di calore è sensibilmente lo stesso alla temperatura ordinaria e alle più basse temperature che ci possiamo attendere. Nessuna reazione chimica si comporta in tale modo, e alla temperatura dell'idrogeno liquido, tutta l'attività chimica sembra sospesa.

P. Curie³ ha constatato che il flusso di calore dovuto al radi dipende dal tempo che è trascorso dopo la preparazione del sale studiato. Un sale di radio solido che è stato preparato emette una quantità di calore relativamente piccola; ma il flusso di calore aumenta continuamente e tende verso un valore determinato che non è ancora del tutto raggiunto al termine di un mese. Quando si scioglie in acqua un sale di radio e si racchiude la soluzione in un tubo sigillato, la quantità di calore emessa dalla soluzione è dapprima piccola; aumenta poi e tende a divenire costante dopo un mese; il flusso di calore è allora lo stesso di quello dovuto allo stesso sale allo stato solido. Questi cambiamenti nel valore del flusso indicano che questo flusso è in relazione con l'equilibrio radioattivo del sale, e che è dovuto per maggior parte all'emanazione accumulata. Questo fatto è stato la prima volta constatato sperimentalmente da M. Rutherford.

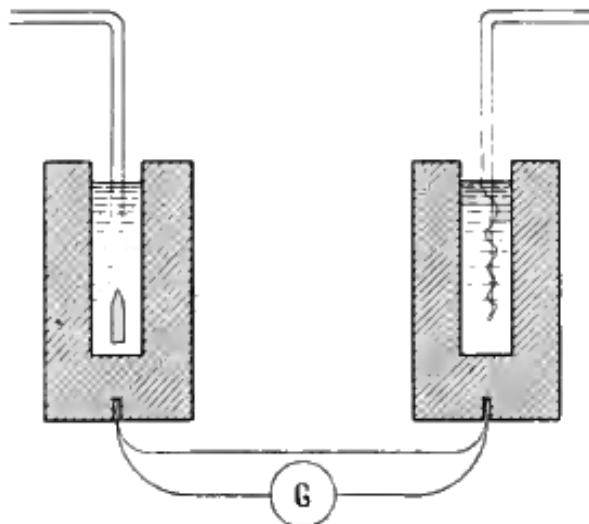
Le esperienze descritte in precedenza hanno stabilito con certezza con metodi diversi il fatto dell'emissione di calore da parte del radio, e ne hanno indicato la grandezza. Altri osservatori hanno confermato i risultati ottenuti, e hanno effettuato la misura del flusso di calore⁴. Questa misura è stata, in alcuni casi, eseguita con buona precisione.

Le esperienze di M. Angström erano effettuate con $0,0865\text{ g}$ di bromuro di radio puro, racchiuso in un'ampolla di vetro. I calorimetri sono due blocchi metallici simili (fig. 152), ognuno dei quali costituisce un cilindro cavo a pareti spesse; uno contiene l'ampolla con radio, l'altro un filo a spirale di manganina; le cavità sono riempite di petrolio. I blocchi sono inseriti in un contenitore metallico protetto contro le variazioni di temperatura; in una piccola cavità di ogni blocco si trova una delle saldature di una coppia termoelettrica; l'intensità di corrente è regolata in modo che la coppia non avverta alcuna differenza di temperatura tra le due cavità; si inverte poi la spirale e l'ampolla e si ricomincia l'esperienza; si elimina così l'influenza di una piccola dissimmetria che può esistere tra i due blocchi.

³Curie, Soc. de Phys., 1903.

⁴Angström, Phys. Zeit., 1905. - Runge e Precht, Acad. de Berlim, 1903.

Fig. 152.



La costanza del flusso di calore è stata verificata per 15 mesi, e questo flusso era di $68,5 \text{ cal}$ per grammo di bromuro e per ora, cioè 117 cal per grammo di radio e per ora. Le condizioni sperimentali sono state variate; si sono impiegati calorimetri in rame, in alluminio e in piombo. Le dimensioni erano $2,5 \text{ cm}$ di altezza, $1,6 \text{ cm}$ di diametro esterno e $0,5 \text{ cm}$ di diametro interno. I raggi che uscivano dal vetro dovevano quindi attraversare $0,55 \text{ cm}$ di metallo. Si è pure impiegato un calorimetro in piombo alto 4 cm e con un diametro esterno di $2,5 \text{ cm}$ con lo stesso diametro interno del precedente; lo spessore del metallo attraversato era in questo caso uguale a 1 cm . Tutti i calorimetri hanno dato pressoché lo stesso risultato, e le deviazioni non superavano il 2%.

La misura più recente del flusso di calore è quella di MM. von Schweidler e Hess⁵, effettuata su un grammo di cloruro di radio appartenente all'Accademia di Vienna. La purezza di questo sale era garantita dalla determinazione del suo peso atomico, che ha restituito il valore 255. Il metodo di misura era lo stesso delle esperienze di M. Angström, con le seguenti dimensioni dei calorimetri in rame: diametro esterno $2,5 \text{ cm}$; altezza 6 cm ; spessore delle pareti $0,5 \text{ cm}$. Il metallo era levigato e dorato; sul calorimetro era posto un coperchio spesso. L'innalzamento di temperatura, dovuto al radio, raggiungeva $5,5^\circ$. Un filo di manganina a spirale la cui resistenza era di 18 ohm serviva come confronto. Il valore trovato è di 118 cal per grammo di radio e per ora, essendo le singole misure concordanti entro lo 0,5%. La concordanza con il risultato di M. Angström è alquanto forte, e il valore ottenuto è quello che merita la maggiore validità fino ad ora, data la quantità relativamente grande di radio impiegato e la precisione delle misure che ne deriva.

Si vedrà in seguito che la vita media del radio è probabilmente vicina ai 2800 anni. La quantità di calore emessa da un grammo di radio fino alla completa disintegrazione sarà in questo caso dell'ordine di $2,9 \cdot 10^9$ calorie; per fornire questa quantità di valore, bisognerebbe bruciare circa 500 kg di carbone o circa 70 kg di idrogeno.

3.2. Calore emesso dall'emanazione del radio e dalla radioattività indotta

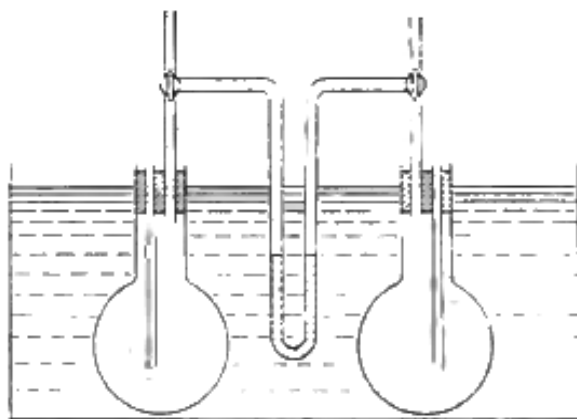
Le esperienze di P. Curie, relative all'aumento del flusso di calore del radio solido a partire dal momento della sua preparazione, hanno mostrato che una grande parte di questo flusso è dovuta all'emanazione accumulata. Ricerche a tale proposito sono state eseguite da MM. Rutherford e Barnes⁶ che hanno riscaldato il sale di radio in modo da eliminarne l'emanazione; questa era condensata in un piccolo tubo di vetro immerso in aria liquida. L'emanazione e il sale dal quale era separata erano studiati separatamente per mezzo di un calorimetro differenziale,

⁵V.Schweidler e Hess, Acad. de Vienne, 1908.

⁶Rutherford e Barnes, Phil. Mag., 1904.

rappresentato in figura 153. Due bocce di vetro, del volume di 500cm^3 ciascuna, erano chiuse con due tappi. Le bocce erano unite da un tubo ad U contenente xilene e dotate di manometro differenziale.

Fig. 153.



Un tubo di vetro tappato nella parte bassa penetrava attraverso il tappo all'interno di ogni sfera. Quando si introduceva al fondo di questo tubo una sorgente di calore, l'aria era riscaldata aumentando la pressione. La differenza di pressione era letta al microscopio. Le bocce erano poste in un bagno di acqua che veniva agitata. Si constata che il flusso di calore del sale, dal quale si elimina l'emanazione, diminuisce dapprima per qualche ora e raggiunge un minimo il cui valore è di circa il 25% del flusso corrispondente all'equilibrio radioattivo, poi il flusso aumenta e tende verso il valore di regime.

Il flusso dovuto all'emanazione aumenta, al contrario, per qualche ora, e decresce poi secondo una legge che è approssimativamente la stessa con cui decresce l'emanazione. Si poteva stimare che l'emanazione e il deposito attivo in equilibrio con il radio forniscono il 75% circa del flusso totale di calore del radio. Per seguire più rapidamente le variazioni del calore emesso, MM. Rutherford e Barnes hanno impiegato un termometro differenziale in platino. Un bobina formata da 35cm di filo di platino sottile era posta in un tubo del diametro di 5mm , per una lunghezza di 3cm ; i tubi contenenti il radio o l'emanazione potevano penetrare in questa spirale. Si misurava la variazione della resistenza della spirale al momento del riscaldamento. Si è trovato che per il radio privato dell'emanazione il flusso di calore dopo 12 minuti costituiva il 55% del flusso limite, e il flusso minimo costituiva il 25% del flusso limite. Per l'emanazione condensata in un tubo lungo 3cm e del diametro di 3mm , il flusso massimo era raggiunto dopo 3 ore; in questo momento si eliminava l'emanazione e si osservava la diminuzione del flusso; dopo 10 minuti questo era uguale al 47% del suo valore massimo, e la legge di decrescenza ricordava la legge di decadimento della radioattività indotta dopo una lunga esposizione (intensità dell'irraggiamento totale). Secondo MM. Rutherford e Barnes, le proporzioni relative del flusso di calore sono approssimativamente le seguenti:

	%
Radio	25
Emanazione + Radio A	44
Radio C	31

L'emissione di calore da parte dell'emanazione del radio è stata osservata anche da M. Ramsay⁷ che ha potuto seguire per 15 giorni al termometro l'eccesso di temperatura dovuto ad un'ampolla contenente l'emanazione; l'eccesso iniziale era uguale a circa $0,5^\circ$.

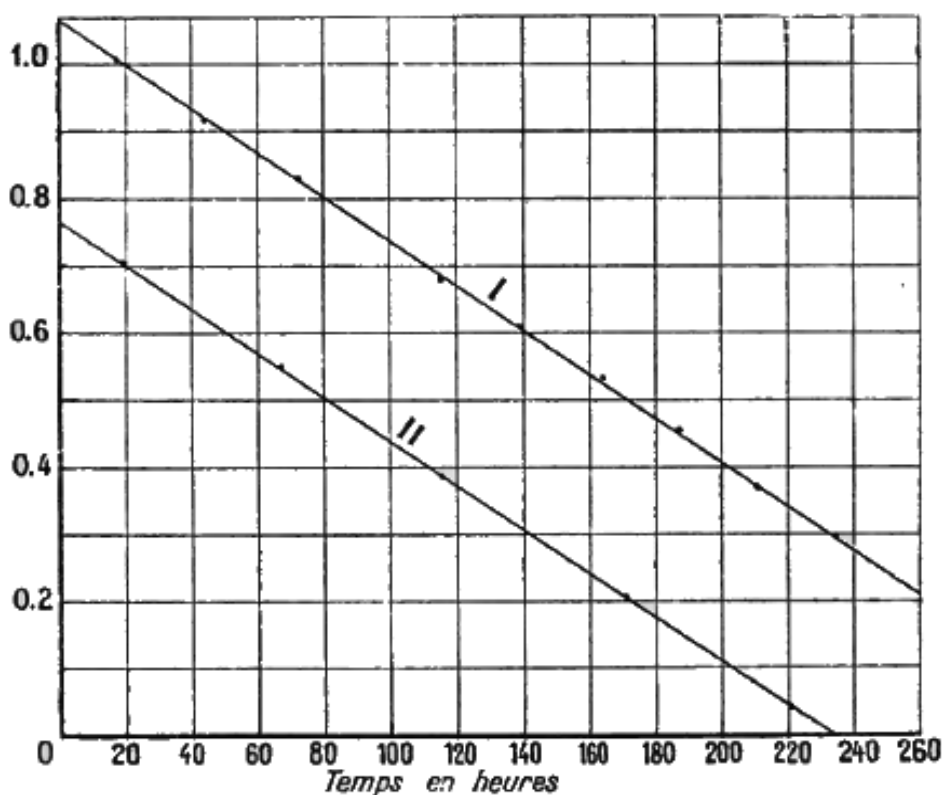
M. Debiegne ha misurato l'emissione di calore in funzione del tempo per l'emanazione contenuta in una piccola ampolla di vetro *a*. Le misure erano fatte con un calorimetro a ghiaccio.

⁷Ramsay, Chem. Soc., 1907.

Si misurava nello stesso strumento il flusso di calore dovuto ad un'ampolla di vetro *b* contenente una quantità nota di sale di radio in equilibrio radioattivo. Si confrontava l'irraggiamento penetrante delle due ampolle e si poteva così valutare a quale quantità di radio corrispondeva la condizione di equilibrio dell'emanazione e della radioattività indotta nell'ampolla *a*. Si potevano dedurre per il radio in equilibrio radioattivo le percentuali del flusso di calore attribuibili rispettivamente al radio e all'emanazione accompagnata dalla radioattività indotta. Queste percentuali valgono il 18% e l'82%, cioè 21 *cal* e 97 *cal* per grammo di radio e per ora.

La quantità di calore emessa per unità di tempo dall'emanazione in equilibrio di regime con la radioattività indotta decresce seguendo con grande precisione la legge esponenziale che caratterizza la diminuzione dell'irraggiamento. Nella figura 154 la curva *I* è stata ottenuta mettendo in ascisse i tempi e in ordinate il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento dell'ampolla *a*; la curva *II* è stata ottenuta ponendo sulle ordinate il flusso di calore della stessa ampolla. Si vede che le curve *I* e *II* sono due rette parallele.

Fig. 154.



La vita media dell'emanazione era di circa 133 ore e pertanto l'emanazione satura, separata derivante da un grammo di radio, emetterà una quantità di calore uguale a 97×133 calorie, cioè circa 12900 *cal*. Il volume dell'emanazione satura di un grammo di radio sarà di circa $0,6 \text{ mm}^3$ e la sua massa di circa $0,01 \text{ mg}$, se si assume il peso molecolare vicino a 200; l'emissione di calore totale di un grammo di emanazione per l'intera durata della sua vita sarà allora di circa 10^9 *calorie*, valore dello stesso ordine di quello che misura il calore che accompagna la disintegrazione di un grammo di radio. Questo risultato non deve apparire strano, poiché se si considerano atomi di peso di poco differente, il loro numero in un grammo di materia è pure di poco diverso, e si può pensare che le quantità di calore emesse nella disintegrazione degli atomi sia dello stesso ordine. Ma il flusso di calore per diverse sostanze radioattive potrà essere estremamente diverso, poiché dipende essenzialmente dalla velocità di disintegrazione. Un grammo di emanazione, in equilibrio con il deposito attivo, fornirà per la prima ora una quantità di calore circa 80000 volte maggiore di quella fornita nello stesso tempo da un grammo di radio in equilibrio radioattivo.

3.3. Energia cinetica dei raggi α e calore emesso

Per i raggi α , che sono assorbiti in uno strato molto sottile di materia solida, è la loro energia cinetica ad essere convertita in calore. M. Rutherford ha indicato che il calore emesso dal radio poteva provenire principalmente da questa sorgente.

Dai risultati numerici ottenuti da M. Rutherford, si può facilmente calcolare l'energia cinetica w delle particelle α del radio. Si ha infatti per l'energia cinetica delle particelle provenienti da un grammo di radio durante l'unità di tempo

$$w = \frac{1}{2} \sum \frac{Nmv^2}{e} e$$

essendo e la carica di una particella, m la sua massa, v la sua velocità e N il numero di particelle emesse nell'unità di tempo da un grammo di radio. Si suppone che la carica e abbia lo stesso valore per le particelle dei quattro fasci; il valore prodotto $\frac{mv^2}{e}$ è noto per ogni fascio dalle misure di deviazione elettrostatica; si può inoltre ammettere che il numero N abbia in tutti i casi lo stesso valore $3,4 \cdot 10^{10}$ per secondo.

Di conseguenza

$$w = \frac{Ne}{2} \sum \frac{mv^2}{e}$$

O,

$$\sum \frac{mv^2}{e} = 10^{14} (4,78 + 5,65 + 6,12 + 8,37) = 24,9 \cdot 10^{14} \text{ u.e.m}$$

$$Ne = 3,4 \cdot 10^{10} \times \frac{9,3 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^{10}} = 10,5 \cdot 10^{10} \text{ u.e.m}$$

e $w = 13,1 \cdot 10^5 \text{ erg}$ per 1 *secondo* o $4,73 \cdot 10^9 \text{ erg}$ per 1 ora.

D'altra parte un grammo di radio emette per ora una quantità di calore uguale a circa 118 *cal*, e questa quantità di calore equivale a $118 \times 4,19 \cdot 10^7 \text{ erg}$, cioè $4,95 \cdot 10^9 \text{ erg}$.

Si vede quindi che la differenza tra il calore realmente emesso e quello che corrisponde all'energia cinetica dei raggi α costituisce solo circa il 5% del flusso totale. Questa differenza è spiegabile sia da errori nei dati sperimentali, sia soprattutto dalla considerazione che oltre all'energia cinetica dei raggi α , bisogna considerare quella dei raggi β e quella dell'effetto di rinculo degli atomi radioattivi. Si può prevedere che l'energia di un atomo radioattivo rinculante è dell'ordine del 2% di quella di una particella α . D'altra parte, secondo diversi sperimentatori (Curie, Laborde, Runge e Precht), l'aumento del flusso di calore che si ottiene circondando il radio con piombo allo scopo di assorbire del tutto i raggi β , è dell'ordine del 5% del flusso misurato. Quanto ai raggi γ , il loro effetto calorico deve essere piccolo rispetto a quello dei raggi β , poiché l'effetto calorico totale non sembra aumentare per spessori di piombo superiori a 3 *mm*.

Sembra, da quanto esposto, che durante l'esplosione degli atomi di radio, l'energia messa in libertà è quasi interamente utilizzata per comunicare alle particelle espulse la loro velocità di emissione, risultato che non era evidente *a priori*, poiché si poteva pensare che le parti restanti dell'atomo eseguissero in seguito all'esplosione vibrazioni che venivano ammortizzate con emissione di calore.

Quando il radio è in equilibrio con l'emanazione e la radioattività indotta, l'energia cinetica del gruppo di raggi α stanno tra loro, secondo le misure di M. Rutherford, come i numeri 4,78 e 24,9, il cui rapporto è 0,192. Dalle esperienze di M. Debierne i flussi di calore del solo radio e del radio accompagnato dall'emanazione e dalla radioattività indotta sono proporzionali ai numeri 18 e 100. Se si valuta al 5% il flusso di calore dovuto ad altre cause diverse dall'assorbimento dei raggi α , la percentuale del flusso di calore dovuta al solo radio sarebbe il 19% del flusso totale attribuibile ai raggi α . Questi due risultati sono in accordo molto buono.

Si può prevedere che, per le sostanze radioattive aventi pesi atomi vicini, le quantità di calore emesse per grammo di materia disintegrata sono dello stesso ordine, se la disintegrazione di un

atomo comporta l'espulsione di una sola particella α . Quanto ai flussi di calore, a pari velocità di emissione delle particelle α , staranno tra loro come i numeri delle particelle α emesse per unità di tempo per grammo di materia. Ma se la disintegrazione di un atomo provoca l'espulsione di numerose particelle α , come per il radio, allora i flussi di calore restano all'incirca proporzionali alle attività totali misurate per i raggi α , ma queste sono i quozienti tra i flussi di calore e i numeri delle particelle α provenienti dall'atomo che stanno tra loro come gli inversi delle vite medie, a pari velocità di emissione delle particelle α .

L'emissione totale di energia per una sostanza radioattiva che emette solo raggi β è probabilmente una piccola frazione dell'emissione di energia totale fornita a parità di massa da una sostanza emettente raggi α .

3.4. Effetto calorico del torio, del polonio

Si può, da quanto detto, rendersi conto a priori dell'ordine del flusso di calore che si deve prevedere per il torio o l'uranio.

L'attività del radio sta a quella dell'uranio nel rapporto di circa $7,3 \cdot 10^6$ (Boltwood); l'emissione di calore di un grammo di uranio deve quindi essere dell'ordine di $1,6 \cdot 10^{-5}$ calorie all'ora; per un grammo di torio si troverà un ordine di grandezza analogo. Per evidenziare un'emissione di calore molto piccola, è necessario impiegare una quantità significativa di materia.

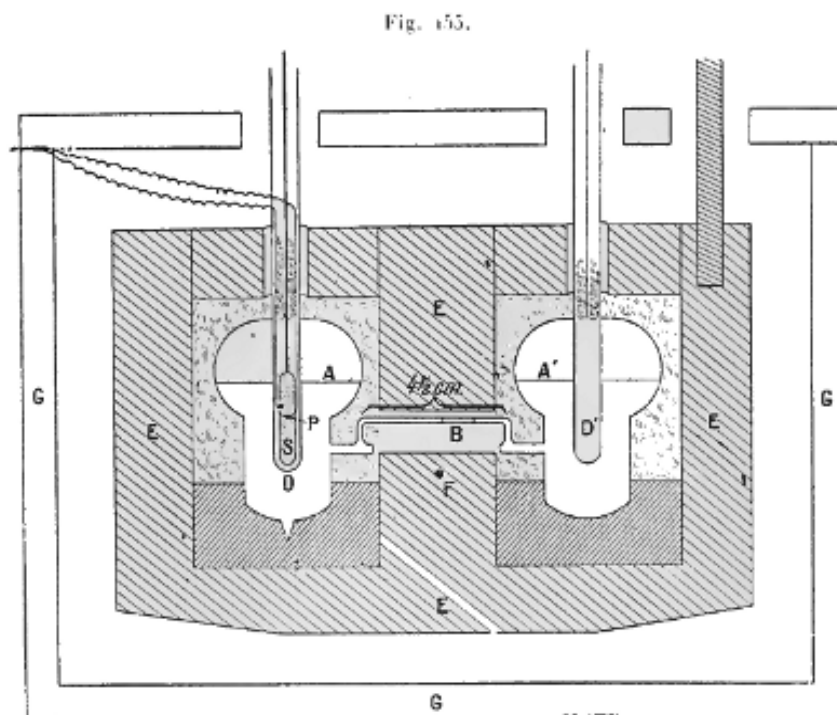
Operando con 4 kg di ossido di torio, MM. Pegram e Webb⁸ sono riusciti a determinare un eccesso di temperatura di questo ossido rispetto all'ambiente. La sostanza attiva era contenuta in un vaso isolato sotto vuoto del volume di 5 litri , sospeso in un cilindro metallico immerso in un bagno di ghiaccio fondente. Si misurava la differenza di temperatura tra l'ossido di torio e il bagno di ghiaccio per mezzo di una coppia termoelettrica. Si produceva poi dentro l'ossido una emissione di calore costante per mezzo di un filo nel quale circolava una corrente elettrica, e si determinava il valore dell'eccesso di temperatura che si determinava. Siccome le differenze in temperatura erano molto piccole, le si considerava proporzionali ai flussi di calore. Il recipiente nel quale si trovava il vaso era chiuso, e la pressione era ridotta a $0,4\text{ mm}$ di mercurio. La massa di ossido non era dovunque alla stessa temperatura, con la regione centrale più calda. L'eccesso di temperatura osservato era di $3,4 \cdot 10^{-3}\text{ gradi}$, e il flusso di calore era valutato a $9,6 \cdot 10^{-6}\text{ calorie}$ per grammo di ossido e per ora. Questo valore è dell'ordine di grandezza previsto; tuttavia l'ossido considerato non si trovava in uno stato di equilibrio radioattivo, e la sua attività era solo il 46% di quella dell'ossido in condizioni di equilibrio nei minerali di torio. si può dire, pertanto, che con l'ossido in equilibrio radioattivo, si otterrebbe un flusso di calore di $2,1 \cdot 10^{-5}$ calorie per ora e per grammo.

Per evidenziare i piccoli flussi di calore provenienti da sorgenti di calore di piccole dimensioni, M. Duane⁹ ha utilizzato un calorimetro molto sensibile, per mezzo del quale si può constatare con certezza la produzione di $\frac{1}{1000}$ di grammo-calorie all'ora, essendo la durata dell'esperienza solo di alcuni minuti. Il metodo è basato sul rapido aumento della tensione di vapore di un liquido molto volatile nel momento di un aumento di temperatura. Due recipienti di vetro A e A' (fig. 155) sono collegati da un tubo capillare B . La metà del volume dei contenitori è riempita di etere solforico; dopo aver creato un buon vuoto, il capillare viene sigillato con una fiamma. Si può lasciare nel tubo B una piccola bolla d'aria di opportuna lunghezza e se ne osserva lo spostamento con un occhiale o una lente e una scala. Se si introduce nel tubo D una sostanza S che emette calore, la tensione di vapore nel recipiente A aumenta, e la bolla d'aria è spostata verso il recipiente A' . Lo spostamento della bolla dovuto ad una piccola quantità di calore è molto grande, evidenziando l'alta sensibilità dello strumento. Per proteggere questo calorimetro contro le variazioni della temperatura esterna, lo si pone all'interno di un blocco di piombo E isolandone la base con un supporto di parte e la parte in alto con dell'ovatta. Il

⁸Pegram e Webb, Science, 1904; Le Radium, 1908.

⁹Duane, Comptes rendus, 1909.

blocco di piombo era sostenuto da due aste all'interno di una scatola di ottone *G* avvolta da ovatta e posta in una scatola di zinco che era inserita in un termostato a regolazione elettrica.



Invece di misurare lo spostamento massimo della bolla, provocato dall'introduzione di una sorgente di calore nel tubo *D*, si può utilizzare un metodo di compensazione e far assorbire il calore nello stesso tempo in cui si libera. La compensazione sarebbe ottenuta mediante l'effetto Peltier: il tubo *D* racchiudeva una coppia *P* di ferro-nickel, e si cercava quale fosse l'intensità di corrente elettrica in grado di assorbire il calore prodotto in ogni istante. L'esperienza ha mostrato che la velocità di assorbimento del calore è proporzionale all'intensità di corrente se questa non supera $0,06$ ampère e che vengono assorbite $8,2$ cal per ora e per ampère. Un tentativo fatto con $0,8$ mg di cloruro di radio ha dato, per il flusso di calore del radio per grammo per ora, 120 cal; questo valore è in buon accordo con i risultati ottenuti con altri metodi su quantità relativamente grandi di radio. Per mezzo del calorimetro descritto, M. Duane ha misurato il flusso di calore di un campione di radiotorio e di polonio. I flussi di calore misurati erano dell'ordine di $0,01$ cal per ora. Misurando inoltre la ionizzazione totale prodotta dal polonio in strati molto sottili, si è trovato che il polonio e il radio, in quantità che producono la stessa ionizzazione, liberano circa le stesse quantità di calore. Questo fatto è conforme all'ipotesi secondo la quale il calore emesso rappresenta approssimativamente l'equivalente dell'energia cinetica dei raggi α , poiché la ionizzazione sembra proporzionale a questa stessa energia.

Uranio e la sua famiglia

4.1. Irraggiamento dell'uranio

L'uranio è la sostanza sulla quale la proprietà radioattiva è stata osservata per la prima volta. L'uranio è un metallo il cui peso atomico 238,5 è il più alto di tutti quelli che conosciamo attualmente. La radioattività di questa sostanza si mostra costante nel corso di parecchi anni.

La ionizzazione nelle vicinanze dell'uranio è dovuta principalmente ad un irraggiamento assorbibile che è considerato come irraggiamento α , benché non sia ancora stata ottenuta alcuna prova diretta a tale riguardo. L'effetto del campo magnetico su questi raggi non è stato osservato, e si incontrano sotto questo aspetto alcune difficoltà; infatti, l'effetto radiografico dei raggi non è ancora stato ottenuto, e l'effetto ionizzante è troppo piccolo per poterlo impiegare con un dispositivo simile a quello di cui M. Rutherford si è servito per evidenziare l'azione di un campo magnetico sui raggi α del radio. La curva di ionizzazione caratteristica dei raggi α non ha potuto essere costruita, poiché è difficile impiegare in questo caso un diaframma in grado di isolare raggi paralleli. D'altra parte, il limite dell'irraggiamento nell'aria sembra molto ben definito e, inoltre, raggi β così facilmente assorbiti dall'aria sarebbero molto sensibili all'azione del campo magnetico; infine la produzione di elio in una soluzione di sale d'uranio è stata osservata da M. Soddy. I raggi in questione saranno quindi indicati qui come raggi α , benché la loro natura non possa essere considerata stabilita con certezza.

Il cammino dei raggi α dell'uranio non è stato ancora determinato sperimentalmente con precisione. Quando si esamina la ionizzazione in uno spazio d'aria compreso tra due piatti paralleli uno dei quali ricoperto da uno strato sottile di ossido di uranio, si constata che, per una distanza tra i piatti superiore a 3 cm, la corrente di saturazione varia poco con la distanza. Conservando un valore fisso della distanza tra i piatti e facendo variare la pressione dell'aria ionizzata, si può determinare la pressione per la quale l'assorbimento dei raggi α dell'uranio è totale¹. Si trova così che il cammino dei raggi in aria a diversa pressione, è compreso tra 3 cm e 4 cm. Si può pure utilizzare un dispositivo con il quale i raggi non possono penetrare nella camera di ionizzazione se non attraverso una tela metallica e osservare l'aumento della corrente che si ha quando si avvicina progressivamente la sorgente radiante alla tela. Il valore così trovato per la distanza massima alla quale si estende in aria l'azione dei raggi è circa 3,5 cm². M. Bragg, con considerazioni indirette, ha trovato per il cammino il valore 3,26 cm. Secondo questi risultati, è probabile che la velocità iniziale dei raggi α dell'uranio sia poco differente da quella dei raggi α del radio.

L'intensità dei raggi α dell'uranio è dimezzata quando i raggi attraversano uno strato d'aria di 4,3 cm; il coefficiente di assorbimento dell'alluminio per questi raggi è circa 2750.

L'uranio che è in condizione di equilibrio radioattivo emette anche raggi β e γ . I raggi β sono attribuibili all'uranio X che è un prodotto della disintegrazione dell'uranio e che lo accompagna per questo motivo. La ionizzazione dovuta ai raggi penetranti, nella camere di ionizzazione di dimensioni usuali, è solo di pochi per cento quando si impiega uno strato attivo spesso, e meno dell'1% quando si impiega uno strato attivo molto sottile.

I raggi γ dell'uranio hanno una intensità molto bassa, e provengono, come i raggi β , dall'uranio X.

¹Laby, Le Radium, 1907.

²Bloch, Le Radium, 1907.

Ho mostrato in un lavoro di anni fa che l'attività dei composti uraniferi aumenta con la percentuale di uranio e che la corrente di saturazione ottenuta con l'ossido di uranio in strato molto spesso è di circa $5 \cdot 10^{-12}$ ampère/cm², essendo i raggi α quasi completamente utilizzati nello strumento di misura. M. Rutherford ha indicato il valore $4,5 \cdot 10^{-13}$ ampère per la corrente di saturazione ottenuta per centimetro quadrato di uno strato molto spesso di ossido U^3O^8 . Questi risultati sono molto confrontabili.

M. Mc Coy³ ha fatto uno studio dettagliato della relazione che esiste tra l'attività dei composti dell'uranio e il loro contenuto in uranio, e ha mostrato che queste quantità sono proporzionali. Per questo ha utilizzato strati attivi molto sottili, per i quali l'assorbimento dei raggi da parte della materia poteva essere trascurato. Per preparare una pellicola attiva, si diluisce la materia finemente polverizzata con cloroformio o alcool, si versa la poltiglia così ottenuta su un disco metallico e si lascia che la parte liquida evapori lentamente; lo strato attivo ottenuto è omogeneo e aderente. Siano m la massa della sostanza impiegata, c la percentuale di uranio in questa sostanza, K l'attività di un grammo di uranio valutata senza tener conto dell'assorbimento; l'attività i di uno strato molto sottile, di cui si utilizza completamente l'irraggiamento emesso da una faccia, è data dalla relazione

$$i = \frac{1}{2}Kmc$$

È difficile preparare strati sufficientemente sottili affinché l'attività sia rigorosamente proporzionale alla massa, ma costruendo la curva di accrescimento del rapporto $\frac{m}{i}$ con m , si può dedurre per estrapolazione il valore limite di questo rapporto per i valori molto piccoli di m , e se ne può dedurre il valore del coefficiente K ; questo si mostra costante per i diversi composti d'uranio.

L'attività limite che è ottenuta con uno strato sufficientemente spesso può essere calcolato ammettendo che l'irraggiamento è assorbito dalla materia secondo una legge esponenziale caratterizzata dal coefficiente μ . Se si indica con ρ la densità della materia, l'intensità \mathcal{I} dell'irraggiamento emesso da una faccia di uno strato di spessore totale x e di massa m è dato dalla relazione

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2} \int_0^x Kc\rho s dx e^{-\mu x} = \frac{Kc\rho}{2\mu} (1 - e^{-\mu x})$$

Per un valore sufficiente di x il limite è approssimativamente raggiunto, e si ha allora

$$\mathcal{I}_\infty = \frac{Kc\rho}{2\mu}$$

Di conseguenza

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_\infty} = 1 - e^{-\mu x}$$

da cui

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_\infty}} = \frac{s\rho}{m} \ln \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_\infty}}$$

Se ne deduce

$$K = \frac{2\mathcal{I}_\infty}{mc} \ln \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_\infty}}$$

Il valore di K si può ottenere anche con il confronto tra l'attività di uno strato di massa m e l'attività di uno strato dello stesso composto e della stessa superficie e di spessore sufficiente a raggiungere l'attività limite. Utilizzando questo metodo di confronto, si trova che il coefficiente K è costante per i diversi composti di uranio e uguale a quello ottenibile utilizzando strati molto sottili. Lo spessore degli strati non era d'altronde mai molto grande; l'esperienza mostra che il valore limite dell'intensità è raggiunto per strati di ossido U^3O^8 che contengono circa 0,02 g di materia per centimetro quadrato di superficie.

³Mc Coy, Phil. Mag., 1906.

MM. Mc Coy e Ashman⁴ hanno proposto come campione di radioattività una pellicola di ossido U^3O^8 con una composizione perfettamente definita. Si può misurare in valore assoluto l'intensità della corrente di saturazione che si ottiene con una pellicola preparata mediante questo ossido, utilizzando interamente i raggi α e effettuando una correzione relativa ai raggi β . La misura era eseguita per mezzo di un elettroscopio con l'aggiunta di un condensatore assoluto formato da due sfere concentriche; si misurava il tempo necessario al presentarsi di un calo di potenziale, dapprima senza e poi con una capacità supplementare. I valori ottenuti con diverse pellicole la cui massa totale variava tra 0,6 g e 0,8 g su una superficie di circa 40 cm^2 sono molto concordanti. Si trova, per centimetro quadrato di pellicola, una corrente uguale a $5,79 \cdot 10^{-13}$ ampère.

D'altra parte, M. Mc Coy ha mostrato che il coefficiente K , che rappresenta il valore dell'attività totale di un grammo di uranio, è numericamente uguale al prodotto per 793 della corrente di saturazione dovuta a 1 cm^2 di pellicola campione in U^3O^8 . Di conseguenza si ottiene

$$K = 5,79 \cdot 10^{-13} \times 793 = 4,61 \cdot 10^{-10} \text{ ampère}$$

Lo stesso metodo è stato adottato per determinare l'attività totale dei minerali di uranio per grammo di uranio in esso contenuto. Si determinava il valore limite del rapporto $\frac{m}{i}$ tra la massa dello strato attivo e la sua attività, per masse molto piccole; si determinava la proporzione p di uranio nel minerale. I risultati ottenuti sono rappresentati nella seguente Tabella:

	$\frac{m}{i}$ limite	$p\%$	$\frac{m}{i} \times p$
Pechblenda del Colorado	0,0472	51,1	241
Pechblenda di Boemia	0,0594	40,3	240
Pechblenda sconosciuta	0,0400	61,1	244
Gummite della Caroline	0,0446	54,7	244
Gummite del Colorado	0,0612	39,9	244

Da questi risultati l'attività totale K' per grammo di uranio avrebbe lo stesso valore per i minerali utilizzati; questa attività è molto più grande dell'attività totale di un grammo di uranio, e si trova $\frac{K'}{K} = 4,15$. Questo valore deve subire una correzione se si tiene conto della perdita di attività che subiscono i minerali a causa della liberazione dell'emanazione del radio⁵. Si trova

$$\frac{K'}{K} = 4,54$$

Se l'eccesso di attività fosse interamente attribuito alla presenza nei minerali di uranio del radio accompagnato dai prodotti della sua disintegrazione, esisterebbe un rapporto costante tra le attività totali dell'uranio e del radio nei minerali di uranio, e di conseguenza anche un rapporto costante tra le percentuali di minerali d'uranio nell'uranio e nel radio. Questa relazione di proporzionalità che permette di prevedere una relazione di parentela tra l'uranio e il radio è stata presentata indipendentemente da M. Boltwood in seguito alle ricerche fatte con un diverso metodo.

4.2. Uranio X. Preparazione e irraggiamento

Le prime ricerche sulle proprietà radioattive dei composti di uranio avevano mostrato che la radioattività sembra essere una proprietà atomica dell'elemento uranio. Tuttavia, se l'irraggiamento che si osserva con l'uranio provenisse in realtà da un elemento fortemente radioattivo con proprietà chimiche molto vicine all'uranio e in esso presente in piccola parte, i risultati sperimentali ottenuti potrebbero essere gli stessi. Dalla scoperta del polonio e del radio, sono stati fatti dei tentativi per eliminare le proprietà radioattive dell'uranio con metodi chimici. Queste esperienze hanno dato un risultato negativo nel senso che l'irraggiamento principale dal

⁴Mc Coy e Ashman, Le Radium, 1908.

⁵Mc Coy e Ross, Journ. am. Che. Soc., 1907.

punto di vista dell'effetto ionizzante, cioè l'irraggiamento α , si è mostrato sempre presente e inseparabile dall'uranio; tuttavia, tali ricerche hanno avuto conseguenze importanti.

Si è visto come M. Crookes, trattando una soluzione di sale d'uranio con il carbonato di ammoniaca in eccesso, è riuscito a separare un residuo insolubile che conteneva tutta l'attività radiografica dell'uranio utilizzato; questo residuo nel quale si trovano riunite le impurità, come il ferro, che accompagnano l'uranio, contiene pure in quantità probabilmente minima una sostanza attiva detta uranio X. H. Becquerel ha ottenuto la separazione dell'uranio X con un metodo di trascinamento con la precipitazione con solfato di bario. Questo metodo, già utilizzato in precedenza da M. Debiere per l'ottenimento dell'attinio, è divenuto poi di uso comune per la separazione di certe sostanze radioattive facente parte probabilmente del gruppo del ferro. H. Becquerel ha mostrato che l'attività dell'uranio X scompare dopo un anno, mentre quella dell'uranio si rigenera nello stesso tempo. L'irraggiamento separato con l'uranio X è l'irraggiamento β e γ dell'uranio in equilibrio radioattivo, mentre l'irraggiamento α dell'uranio non risulta modificato dalla separazione.

Possiamo ammettere che l'uranio produce con continuità e in modo costante uranio X, e che questo si disintegra in funzione del tempo. Un equilibrio di regime si raggiunge quando la quantità di uranio X che si produce in un tempo dato compensa esattamente quello che si disintegra nello stesso tempo. L'attività dell'uranio X decresce seguendo una legge esponenziale semplice, caratterizzata da un periodo di disattivazione inizialmente valutato in 22 giorni⁶. La variazione nell'attività dell'uranio X nel tempo è data dalla relazione

$$(4.2.1) \quad I = I_0 e^{-\lambda t} \quad \text{dove} \quad \lambda = 3,65 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

Altri sperimentatori hanno ottenuto per il periodi valori vicini. Una recente misura, dovuta a MM. Soddy e Russell⁷, porta ad assegnare al periodo un valore più elevato, cioè 24,6 giorni. Le esperienze erano fatte con l'uranio X estratto da 45 kg di azotato di uranio, e le osservazioni sono state fatte per 200 giorni.

Per seguire la ripresa dell'attività in raggi β dell'uranio dal quale è stato separato l'uranio X, si impiega uno schermo molto sottile di alluminio che sopprime l'effetto dei raggi α . L'aumento dell'attività β dell'uranio con il tempo è rappresentata dalla relazione

$$(4.2.2) \quad I = I_\infty (1 - e^{-\lambda t})$$

essendo I_∞ l'intensità finale e λ il coefficiente che caratterizza la disintegrazione dell'uranio X. Le curve rappresentative delle relazioni 5.5.1 e 4.2.2 sono complementari, e si può quindi prevedere, se l'uranio X è prodotto dall'uranio con una velocità costante.

I metodi impiegati per la separazione dell'uranio X sono i seguenti:

Precipitazione di una soluzione di sale di uranio con una soluzione di carbonato di ammonio (Crookes); è utile impiegare una soluzione molto concentrata calda di questo reagente (Schlundt e Moore⁸).

Scioglimento dell'azotato di ammonio nell'etere (Crookes); il liquido si separa in due strati uno dei quali è più ricco di etere e l'altro di acqua; il primo contiene un eccesso di uranio, e il secondo di uranio X; la separazione non è completa.

Separazione dell'uranio X con un precipitato di solfato di bario, di cui si determina la formazione nella soluzione del sale di uranio (Becquerel). Il precipitato ottenuto è trasformato in sale solubile, e precipitando la soluzione con l'ammoniaca, si ottiene nel precipitato l'uranio X separato dal bario.

Ebollizione di una soluzione di azotato di uranio con nero fumo o nero animale; questi corpi contengono l'uranio X; calcinando il precipitato ottenuto con azotato di ammonio, si ottiene un residuo molto piccole contenente uranio X.

⁶Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1903.

⁷Soddy e Russell, Phil. Mag., 1910.

⁸Schlundt e Moore, Phys. Zeit., 1908.

Discioglimento dell'azotato di uranio nei diversi solventi organici; alcool, etilene, ecc. [Moore⁹]. La soluzione torbida è filtrata; il liquido contiene l'uranio, il residuo l'uranio X. Questa separazione riesce molto bene in presenza di una piccola quantità di idrato ferrico [Hess¹⁰].

Separazione dell'uranio X con l'idrato di ferro che si forma in una soluzione bollente di acetato d'uranio aggiunto ad acetato ferrico¹¹.

Le reazioni dell'uranio X si presentano come reazioni di "entrainment"; queste sostanze appartengono verosimilmente al gruppo del ferro.

L'irraggiamento dell'uranio X comprende in primo luogo il gruppo principale dei raggi β omogenei, osservato per i composti di uranio in equilibrio radioattivo e caratterizzato dal coefficiente di assorbimento $\mu = 14$ per l'alluminio. Abbiamo tuttavia visto che l'uranio X emette anche raggi β molto più assorbibili che formano un gruppo probabilmente omogeneo, e il cui coefficiente di assorbimento per l'alluminio è $\mu = 510$. Per i due gruppi, l'intensità dell'irraggiamento decresce in funzione del tempo secondo la legge di disintegrazione dell'uranio X, secondo la quale l'intensità dimezza in un periodo di circa 22 giorni.

L'attività delle preparazioni dell'uranio X non scompare del tutto, ma lascia sempre un piccolo residuo di raggi molto poco penetranti¹²; questa attività residua rimane costante per un tempo superiore ad un anno. La natura di tale irraggiamento non è stata ancora precisata; si può pensare che sia un irraggiamento α emesso da un prodotto di disintegrazione dell'uranio X; si può anche supporre che l'attività residua sia dovuta ad una piccola quantità di ioni contenuti nell'uranio e trasportata nella separazione dell'uranio X con quest'ultimo.

4.3. Diffusione dell'uranio X

Separando parzialmente l'uranio X dall'uranio scuotendo con l'etere la soluzione acquosa di azotato di uranio, MM. Meyer e von Schweidler¹³ hanno constatato che l'uranio contenuto nella parte ricca di etere aumenta regolarmente la propria attività, mentre la parte ricca di acqua produce effetti irregolari. Se si lascia cristallizzare in queste porzioni l'azotato di uranio contenente un eccesso di uranio X, l'attività dei cristalli misurata in raggi β diminuisce dapprima molto più rapidamente rispetto alla legge di dimezzamento in 22 giorni.

Analogamente i cristalli di azotato di uranio che si formano in una soluzione acquosa manifestano dapprima una riduzione relativamente rapida dell'attività β ; questo calo giunge ad un minimo seguito da un aumento di attività che dura parecchi mesi.

M. Godlewski¹⁴ ha mostrato che gli effetti indicati sono dovuti alla diffusione dell'uranio X nella massa del cristallo. I cristalli di azotato di uranio formati in soluzione acquosa, con o senza aggiunta di etere, contengono una quantità di uranio X inferiore a quella presente all'equilibrio radioattivo, essendo questa sostanza trattenuta nella soluzione. Ma la cristallizzazione che avviene sul fondo del contenitore, con il liquido ricco di uranio X posto in superficie, e quando la cristallizzazione è terminata, la faccia superiore della parte solida è più ricca di uranio X rispetto alla faccia inferiore. L'uranio X diffonde allora nella parte solida nel verso della caduta di concentrazione, da cui deriva un calo progressivo dell'attività β della faccia superiore e un aumento in quella inferiore. Così in una esperienza le due facce che avevano all'inizio attività pari a 1035 e 196 hanno raggiunto la stessa attività dopo un intervallo di tempo di 48 ore. Quando la diffusione è conclusa, si osserva un aumento di attività o una attività costante a seconda che si separi o meno uranio X.

⁹Moore, Phil. Mag., 1906.

¹⁰Hess, Acad. Vienne, 1907.

¹¹Szillard, Le Radium, 1909.

¹²Danne, Le Radium, 1909. - Soddy, Nature, 1909.

¹³Meyer e Schweidler, Wien. Ber., 1904.

¹⁴Godlewski, rutherford, Radioactivity.

4.4. Radiouranio

L'esistenza di un prodotto intermedio tra l'uranio e l'uranio X è stata segnalata da M. J. Danne¹⁵ in seguito alle ricerche fatte sull'uranio X estratto da una soluzione di 20kg di azotato di uranio.

Questa soluzione di un sale in commercio contiene acido solforico. Aggiungendovi piccole quantità di sale di bario si ottiene un precipitato di solfato di bario che contiene uranio X oltre a uranio e ferro. Queste sostanze sono separate dal bario, con il metodo analitico consueto, allo stato di idrati che si disciolgono nell'acido azotico; gli azotati sono trattati con l'acetone che scioglie l'azotato di uranio mentre l'uranio X rimane con l'azotato di ferro insolubile a questo reagente. Il sale di ferro attivo evaporato a secco e calcinato è stato trattato a caldo con acqua addizionato con acido cloridrico. La parte insolubile conteneva uranio X; l'attività di questo prodotto era 63 volte maggiore di quella dell'uranio a parità di peso, e il suo peso era di 0,5g. Il liquido acido, evaporato a secco, conteneva un poco di ferro; il peso di questa sostanza era 0,4g, e la sua attività era inferiore della metà di quella dell'uranio a parità di peso. Tuttavia, esaminando questo prodotto dopo parecchi mesi, M. Danne ha constatato che la sua attività era divenuta 10 volte più grande, e che l'aumento di attività era dovuto alla formazione di uranio X. Infatti, ripetendo sul prodotto considerato un lavaggio con acqua calda si è ottenuto un liquido e un residuo insolubile; quest'ultimo conteneva l'uranio X, caratterizzato dal suo periodo di decadimento e dalla natura del suo irraggiamento; il liquido era agitato con idrato di ferro che conteneva l'uranio X restante che si separava; l'acqua di mare evaporata a secco ha fornito un prodotto la cui attività si è mostrata regolarmente crescente ed è aumentata in un rapporto 2,4 nell'intervallo di 44 giorni, essendo l'accrescimento dell'attività dovuto ad una produzione continua di uranio X. Siccome il prodotto poteva contenere solo tracce di uranio e la sua attività in raggi β era superiore a parità di massa all'attività totale dell'uranio, si poteva pensare che contenesse una sostanza diversa dall'uranio e che produce uranio X; questa sostanza intermedia tra l'uranio e l'uranio X è stata chiamata *radiouranio*. L'attività in raggi β dell'uranio X formato dal radiouranio isolato in questa esperienza era piccola rispetto a quello dell'uranio X ottenuto dalla soluzione iniziale si sale d'uranio; si deve quindi pensare che la quantità di radiouranio trasportata dal solfato di bario era solo una parte della quantità di radiouranio presente con l'uranio. È probabile che il radiouranio possa solo difficilmente essere separato dall'uranio. Così si spiegherebbe il fatto che dopo la separazione chimica dell'uranio X, l'attività dell'uranio aumenta secondo la legge che si otterrebbe se l'uranio X fosse prodotto direttamente dall'uranio. Basta, infatti, ammettere che durante la separazione dell'uranio X, il radiouranio resta con l'uranio, e che l'equilibrio radioattivo tra questi due elementi non sia alterato. La vita media del radiouranio sarebbe molto maggiore di quella dell'uranio X. L'attività iniziale del prodotto che conteneva il radiouranio era solo una piccola frazione dell'attività finale; è quindi probabile che il radiouranio non emetta raggi α e che emetta solo raggi β .

4.5. Famiglia dell'uranio

Ecco, in sintesi, come è composta, secondo le nostre attuali conoscenze, la famiglia dell'uranio nell'ordine delle trasformazioni successive:

		Vita media	
Uranio	dell'ordine di	$9 \cdot 10^9$ anni	raggi α
Radiouranio		?	?
Uranio X	dell'ordine di	35,5 giorni	raggi β e γ

¹⁵Danne, Comptes rendus, febbraio 1909; Le Radium, febbraio 1909.

CAPITOLO 5

Radio e sua Famiglia - Polonio

5.1. Irraggiamento del radio

Il radio è un elemento fortemente radioattivo, caratterizzato da una emissione di raggi e dalla liberazione di una emanazione radioattiva il cui periodo di disintegrazione è $T = 3,85$ giorni circa. Il radio è un metallo alcalino-terroso il cui peso atomico è 226,5. L'emanazione radioattiva che produce è un gas monoatomico di peso atomico elevato, probabilmente uguale a 222,5¹.

Il radio privato dell'emanazione e della radioattività indotta che ne deriva è portato alla sua minima attività; emette raggi α che e un irraggiamento β molto debole e molto assorbibile. Si può misurare l'attività totale minima per una quantità nota di radio utilizzando il sale con uno strato molto sottile in modo che l'assorbimento dell'irraggiamento da parte della materia attiva sia trascurabile, utilizzando una camera a ionizzazione nella quali i raggi α del radio al minimo di attività sono completamente assorbiti dall'aria. In queste condizioni l'effetto ionizzante totale dei raggi emessi da un grammo di radio è misurato da una corrente di saturazione di $6,0 \cdot 10^{-4}$ ampère con una misura diretta (rutherford), e di $8,0 \cdot 10^{-4}$ ampère con una misura più recente ma meno diretta (Geiger).

Se si utilizza per l'attività totale di un grammo di uranio il valore $4,61 \cdot 10^{-10}$ ampère (Mc Coy e Ashman), il rapporto tra le attività totali del radio al minimo di attività e l'uranio è uguale a $1,3 \cdot 10^6$ ampère nel primo caso e a $1,74 \cdot 10^6$ ampère nel secondo caso. Il primo valore è in accordo con i risultati delle esperienze sull'attività del radio e dell'uranio nei minerali di uranio (Boltwood).

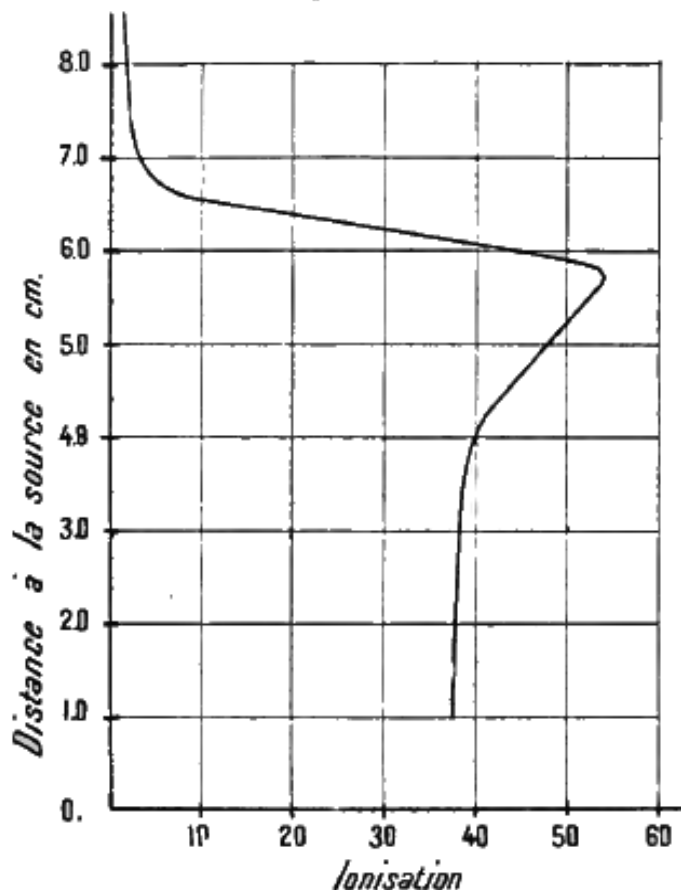
Quando il radio è in equilibrio con l'emanazione e la radioattività indotta, il suo irraggiamento α è fortemente aumentata, e si constata inoltre l'emissione di raggi β e di raggi γ ; questi raggi penetranti provengono dal deposito attivo, mentre i raggi α sono emessi sia dall'emanazione che dal deposito attivo. L'irraggiamento α del radio in equilibrio radioattivo si compone di quattro gruppi omogenei i cui cammini in aria a pressione atmosferica sono rispettivamente 3,5 cm, 4,23 cm, 4,83 cm e 7,03 cm. Abbiamo visto che il gruppo dei raggi, il cui cammino è 3,5 cm deve essere attribuito allo stesso radio. Il gruppo, il cui cammino è il più lungo, 7,03 cm, deve essere attribuito al deposito attivo, poiché lo si può osservare con un filo attivato. Tra le tre sostanze che compongono il deposito attivo, la prima, il radio A, decresce molto rapidamente e il suo effetto può essere osservato sul filo attivato solo per 10 minuti; le altre due scompaiono più lentamente e si possono osservare per alcune ore. Di queste due sostanze più stabili, una sola emette raggi α , e vedremo che questa è il radio C, M. Mc Clung² ha costruito la curva di ionizzazione per i raggi α emessi da un filo attivato per mezzo dell'emanazione del radio; i raggi utilizzati erano quelli del radio C dopo la disintegrazione del radio A. Poiché l'attività

¹Mentre la misura del coefficiente di diffusione nell'aria portava a prevedere per l'emanazione un peso molecolare e atomico di circa 100, un valore molto vicino a quello che prevede la teoria delle trasformazioni radioattive è stato recentemente ottenuto da M. Debiere che applicava il metodo di *effusione*, cioè di scorrimento attraverso un'apertura in una parete sottile, dell'emanazione contenuta in una miscela gassosa di pressione totale molto bassa (*Comptes rendus*, 1910); il valore così trovato è circa 220, valutando la precisione al 2 o 3%. Ancora più di recente, M. Ramsay ha effettuato la pesata diretta di minime quantità di emanazione con una bilancia di sensibilità molto alta, appositamente costruita, e ne ha dedotto per l'emanazione un peso atomico di 220 (*Comptes rendus*, 1910).

²Mc Clung, Phil. Mag., 1906.

diminuisce con il tempo, i valori della ionizzazione a diverse distanze dalla sostanza attiva devono essere riferite ad uno stesso momento, cosa facilmente ottenibile se la legge di variazione dell'attività è stata in precedenza determinata. La curva di ionizzazione ottenuta (fig. 156) indica che l'irraggiamento α del radio C è omogeneo e che il suo cammino è circa $6,7\text{ cm}$. Le esperienze relative alla riduzione del cammino dei raggi α del radio C che attraversano fogli di alluminio portano alla conclusione che i raggi formano un gruppo omogeneo il cui cammino in aria è molto vicino a 7 cm . Si può quindi identificare questo gruppo di raggi con quelli dei quattro gruppi emessi dal radio in equilibrio radioattivo che hanno il percorso più lungo e uguale a $7,03\text{ cm}$.

Fig. 156.



Gli altri due gruppi di raggi α appartengono all'emanazione e al radio A. Si deve attribuire a quest'ultimo gruppo il cui cammino è $4,83\text{ cm}$, conformemente alle esperienze di M. Rutherford sulla deviazione magnetica di questo gruppo di raggi; si è visto infatti che il valore del prodotto $\frac{mv}{e}$, fornito dalla misura di questa deviazione, è in accordo con il valore della velocità v calcolata lungo il percorso di $4,83\text{ cm}$. Misure dirette relative all'assorbimento dell'irraggiamento del deposito attivo da parte di schermi sottili portano alla stessa conclusione³.

I raggi β e γ appartengono alla parte del deposito attivo la cui evoluzione è più lenta, cioè al radio B e C.

Quando il radio contiene emanazione e radioattività indotta, la sua attività α è aumentata. Se il sale è secco, è più permeabile all'emanazione; la sua attività limite, che è raggiunta un mese dopo la preparazione, è circa cinque volte più elevata di quella iniziale. Effettuando una misura più precisa su un sale di radio in strato molto sottile, i cui raggi α sono totalmente assorbiti nell'aria della camera a ionizzazione, si trova un rapporto 5,6 tra l'attività limite che avrebbe avuto il sale, se non avesse perso l'emanazione, e l'attività minima dello stesso sale (Boltwood). Se ne conclude che l'attività α totale di un grammo di radio in equilibrio

³H.-W. Schmidt, Ann. de Phys., 1906.

radioattivo con l'emanazione e la radioattività indotta è $1,3 \times 5,6 \cdot 10^6$, cioè $7,3 \cdot 10^6$ volte più grande dell'attività totale di un grammo di uranio. L'attività dovuta ai raggi penetranti era trascurabile in queste esperienze.

5.2. Analisi della radioattività indotta

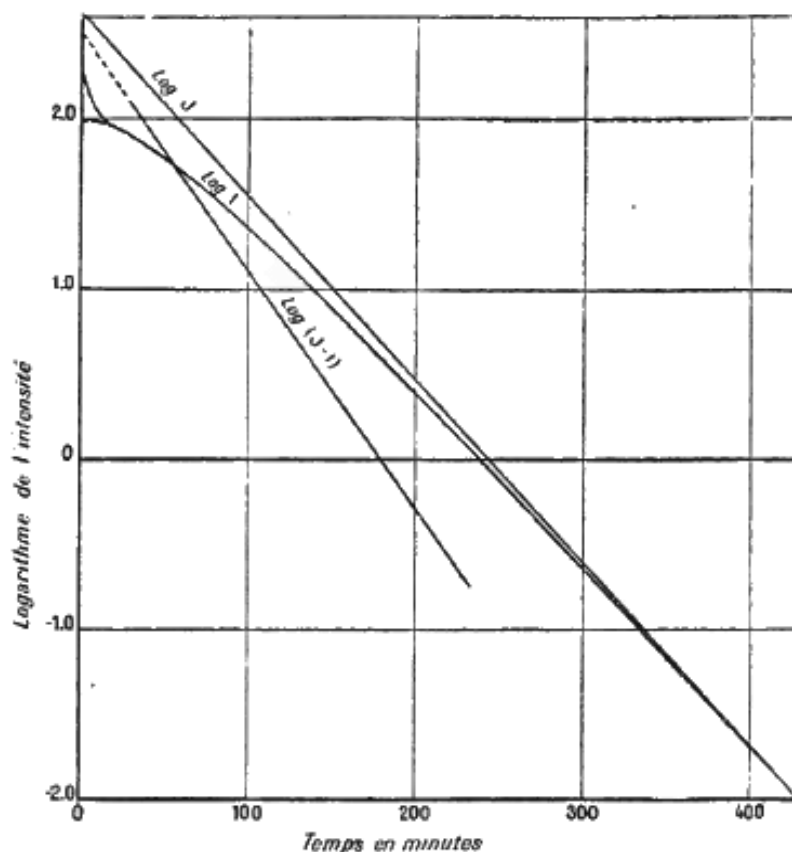
Abbiamo visto che la radioattività indotta dovuta al radio segue una legge di evoluzione complessa in funzione del tempo, e che questa legge dipende dal tempo durante il quale la sostanza attivata è stata sottoposta all'azione attivante dell'emanazione del radio. Quando la sostanza attivata è stata sottratta all'azione dell'emanazione, la sua attività misurata dall'irraggiamento totale tende a diminuire non secondo una legge esponenziale semplice. Abbiamo visto che, nel caso di una lunga esposizione, la curva di disattivazione è stata rappresentata da P. Curie e M. Danne con la differenza tra due esponenziali, per tempi superiori a 20 minuti a partire dall'inizio della disattivazione. Ecco come è stata effettuata questa analisi che è servita da modello per l'interpretazione dei numerosi casi analoghi che si sono presentati nello studio della radioattività.

Consideriamo la curva rappresentativa del logaritmo dell'intensità I dell'irraggiamento totale in funzione del tempo. La forma di questa curva è rappresentata nella figura 157. Per tempi superiori a circa 20 minuti, la curva conserva una curvatura con lo stesso andamento, costantemente decrescente, con la concavità rivolta verso gli assi. Una tale curva non potrebbe essere rappresentata da una somma di esponenziali semplici assegnati coefficienti diversi secondo la formula

$$I = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots$$

poiché, in quest'ultimo caso, la curva che rappresenta I o il $\log I$ in funzione del tempo rimane convessa verso gli assi. La curva proposta, esaminata nella regione che corrisponde a $t > 20$ minuti, non può quindi rappresentare la scomparsa di due forme di radioattività *indipendenti tra loro*, e caratterizzate ciascuna da una legge di decadimento esponenziale semplice.

Fig. 157.



Dopo parecchie ore, la curva proposta si confonde abbastanza con una retta la cui equazione è della forma

$$\log J = p - qt$$

Questa retta rappresenta un irraggiamento la cui intensità J decresce secondo una legge esponenziale semplice; sia J_0 l'intensità dell'irraggiamento che si otterrebbe per estrapolazione della formula per $t = 0$; si avrà

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

ponendo

$$p = \log J_0 \quad q = \lambda \log e$$

L'irraggiamento realmente osservato I evolve secondo una legge che tende asintoticamente verso la legge di evoluzione dell'irraggiamento fittizio J . Calcoliamo la differenza $J - I$ ed esaminiamo come varia in funzione del tempo. Si trova che questa differenza decresce secondo una legge esponenziale semplice, di modo che è possibile scrivere

$$\begin{aligned} \log(J - I) &= p' - q't \\ J - I &= (J_0 - I_0) e^{-\lambda't} \end{aligned}$$

essendo i valori I_0 e λ' definiti dalle relazioni

$$p' = \log(J_0 - I_0) \quad q' = \lambda' \log e$$

Si avrà di conseguenza

$$I = J_0 e^{-\lambda t} - (J_0 - I_0) e^{-\lambda' t} = I_0 \left[\frac{J_0}{I_0} e^{-\lambda t} - \left(\frac{J_0}{I_0} - 1 \right) e^{-\lambda' t} \right]$$

o, ponendo $\frac{J_0}{I_0} = K$

$$I = I_0 \left[K e^{-\lambda t} - (K - 1) e^{-\lambda' t} \right]$$

Questa formula è quella indicata da P. Curie e M. Danne; I_0 non è l'intensità iniziale dell'irraggiamento totale, ma l'intensità iniziale estrapolata dalla legge numerica che rappresenta la curva per tempi superiori a 20 minuti; la regione della curva ottenuta per estrapolazione è rappresentata in figura con una linea a punti. Risulta dalla modalità di determinazione del coefficiente K che questa è superiore all'unità, poiché $J_0 > I_0$. La curva è quindi opportunamente rappresentata *da una differenza tra due esponenziali*.

I valori trovati per i coefficienti erano i seguenti:

$$K = 4,2 \quad \lambda = 0,000413 s^{-1} \quad \lambda' = 0,000538 s^{-1}$$

Dopo circa 4 ore il secondo esponenziale è divenuto trascurabile rispetto al primo. L'intensità dell'irraggiamento decresce allora secondo una legge esponenziale semplice caratterizzata dal coefficiente λ ; essa si dimezza in un periodo di circa 28 minuti.

5.3. Interpretazione teorica

Se si ammette che una sostanza radioattiva semplice è caratterizzata essenzialmente da una legge di decadimento esponenziale semplice, la legge osservata per la scomparsa della radioattività indotta del radio dopo una lunga esposizione non si può interpretare con la presenza di una sola sostanza radioattiva; abbiamo visto che non è interpretabile nemmeno con la presenza di parecchie sostanze radioattive indipendenti. Si giunge ad una interpretazione soddisfacente ammettendo che per $t > 20$ minuti, si ha la presenza di due sostanze radioattive sul corpo attivato, ma che queste due sostanze non sono indipendenti, una di esse si produrrebbe a spese dell'altra.

Questa teoria, nel caso del deposito attivo del radio, non si applica in modo rigoroso, anche per $t > 20$ minuti. Essa sarà tuttavia esposta con qualche dettaglio poiché dà una prima rappresentazione approssimata dei fenomeni. La sua applicazione è più rigorosa in altri casi noti, di modo che i risultati ottenuti qui saranno utilizzati in seguito.

Siano B e C le due sostanze. Ammetteremo che ognuna di esse si disintegra spontaneamente secondo una legge esponenziale semplice, essendo i coefficienti caratteristici del decadimento rispettivamente b e c . Inoltre, disintegrandosi, la sostanza B determina la formazione della sostanza C , potendo un atomo di B formarsi dalla disintegrazione di n atomi di C . Si può convenire che le lettere B e C rappresentano i numeri di atomi di due sostanze sul corpo attivato. Avremo, in questo caso, indicando con B_0 e C_0 i valori di B e di C all'inizio della disattivazione

$$B = B_0 e^{-bt}$$

$$C = \frac{nbB_0}{c-b} e^{-bt} + \left(C_0 - \frac{nbB_0}{c-b} \right) e^{-ct}$$

L'irraggiamento in un istante qualsiasi potrà essere la somma dei due termini, di cui uno deriva da B e l'altro da C . Siano k_2 il numero di ioni formati per atomo distrutto di B e k_3 il numero di ioni formati per atomo distrutto di C , e misuriamo l'irraggiamento I dal numero di ioni ottenuti in totale. Avremo

$$I = k_2 b B e + k_3 c C$$

$$I_0 = k_2 b B_0 + k_3 c C_0$$

da cui

$$\frac{I}{I_0} = K e^{-bt} - (K - 1) e^{-ct}$$

con

$$K = \frac{k_2 b B_0 + k_3 \frac{nb c B_0}{c-b}}{k_2 b B_0 + k_3 c C_0}$$

Una formula siffatta può rappresentare il fenomeno osservato a condizione che il coefficiente K abbia un valore opportuno. Per K compreso tra 0 e 1 la formula ottenuta rappresenta una somma di esponenziali; per $K < 0$ o $K > 1$ essa rappresenta una differenza di esponenziali. Il valore di K è determinato da valore relativo delle costanti radioattive b e c , dalla frazione iniziale $\frac{C_0}{B_0}$ delle due sostanze e dalla loro attività relativa, cioè dal rapporto tra il numero di ioni k_2 e $n k_3$ prodotti rispettivamente nel momento della distruzione di un atomo B e della distruzione degli atomi C provenienti da un atomo B . La discussione completa dà risultati diversi secondo che $b > c$ o $b < c$. Si vedrà in seguito che è quest'ultimo caso che si verifica. Di conseguenza si avrà sempre $K > 0$, e affinché K sia superiore all'unità, si dovrà avere

$$\frac{b}{c-b} \frac{n B_0}{C_0} > 1$$

e ciò avviene tanto più facilmente quanto i valori di b e c sono vicini e B_0 è più importante rispetto a C_0 .

L'equazione si riduce ad un esponenziale semplice per $K = 0$ o $K = 1$. La prima condizione si trova realizzata se $B = 0$, poiché la sostanza C esiste solo sul corpo attivato. Ma si può anche ottenere una legge esponenziale semplice ($K = 1$) supponendo $c > b$ se si ha nello stesso tempo

$$\frac{C_0}{B_0} = \frac{nb}{c-b}$$

In questo caso le due sostanze B e C si trovano simultaneamente sui corpi attivati, e se si ottiene tuttavia una legge esponenziale semplice, è perché l'accrescimento di C che proviene da B , aggiungendosi alla distruzione spontanea di C , riproduce esattamente la legge di diminuzione più lenta che caratterizza la sostanza B . È utile pensare che tale caso sia possibile.

È particolarmente interessante esaminare il caso in cui la sostanza C sul corpo attivato provenga unicamente da B che si è depositato in precedenza. Supponiamo che quest'ultimo si deponga con una velocità costante Δ sul corpo che si attiva. Se all'origine del tempo le quantità B e C fossero nulle, all'istante t esse saranno date dalle formule

$$B = \frac{\Delta}{b} \left(1 - e^{-bt} \right) \quad C = \frac{n\Delta}{c} \left(1 - \frac{c}{c-b} e^{-bt} + \frac{b}{c-b} e^{-ct} \right)$$

Per un tempo sufficientemente lungo, $t = \infty$, i valori di B e di C tendono verso i valori limite B_∞ e C_∞

$$B_\infty = \frac{\Delta}{b} \quad C_\infty = \frac{n\Delta}{c}$$

Questi valori limite sono quelli che si ottengono sui corpi attivati dopo una lunga esposizione. Introducendo questi valori al posto di B_0 e C_0 nell'espressione calcolata per il coefficiente K della formula di disattivazione, si trova

$$K = \frac{k_2 b + nk_3 \frac{bc}{c-b}}{k_2 b + nk_3 b}$$

Esaminiamo in particolare il caso in cui la sostanza B non produce un irraggiamento apprezzabile, e in cui l'irraggiamento proviene solo da C . Si dovrà porre $k_2 = 0$, e ne risulta

$$K = \frac{c}{c-b} \quad K - 1 = \frac{b}{c-b}$$

La formula di disattivazione diviene in questo caso

$$\frac{I}{I_0} = \frac{c}{c-b} e^{-bt} - \frac{b}{c-b} e^{-ct}$$

e si constata che, per $t = 0$,

$$\left(\frac{dI}{dt} \right)_0 = 0$$

cioè la curva di disattivazione dopo lunga esposizione è tangente nell'origine alla direzione dell'asse dei tempi. Il coefficiente K può allora essere calcolato dai soli valori di b e c . Se ci si riferisce alla legge trovata sperimentalmente da P. Curie e M. Danne, e si pone $\lambda = b$, $\lambda' = c$, si trova $K = 4,3$.

Avendo l'esperienza dato per questo coefficiente il valore $K = 4,2$, se ne poteva concludere che, nelle condizioni sperimentali, l'irraggiamento della sostanza B era molto poco importante rispetto a quello di C .

Se si fosse posto

$$\lambda = c \quad \lambda' = b$$

il risultato sarebbe lo stesso. La formula 5.5.1 è infatti, simmetrica rispetto ai coefficienti b e c e non si modifica quando si invertono questi due coefficienti. Non si può concludere da questa formula quale dei coefficienti λ e λ' debba essere attribuito alla sostanza B e quale alla C . Tuttavia l'interpretazione fisica del fenomeno è molto diversa nei due casi. Se $\lambda = c$, allora verso la fine della disattivazione la sostanza C si trova da sola sul corpo attivato, ed è per questo che la legge di decrescenza diviene al limite un esponenziale semplice caratteristico della sostanza C . Se $\lambda = b$, allora le due sostanze B e C rimangono costantemente presenti sui corpi attivati, ma siccome la materia inattiva B decresce più lentamente di C e porta quest'ultima, la percentuale della sostanza C rispetto alla B tende a divenire costante, ed è per questo che la legge di decrescenza diviene al limite un esponenziale semplice, caratteristico non di C ma bensì di B , sebbene questa non partecipi direttamente alla produzione dell'irraggiamento.

A seguito di esperienze sulla distillazione del deposito attivo del radio, P. Curie e M. Danne avevano adottato il valore di λ per il coefficiente c , ma con ulteriori esperienze più complete hanno provato che si deve ammettere

$$\lambda = b \quad \lambda' = c$$

cioè che la sostanza il cui irraggiamento è trascurabile, o poco importante rispetto a quello totale, è quella che decresce più lentamente.

5.4. Applicazione della teoria di due sostanze allo studio dell'evoluzione dell'irraggiamento penetrante di un corpo attivato.

Abbiamo visto che se la sostanza B è prodotta con una velocità costante Δ , e se le quantità di B e C presenti all'inizio del tempo sono nulle, allora le quantità di queste sostanze presenti dopo un tempo di esposizione τ sono espresse dalle formule

$$B_\tau = \frac{\Delta}{b} (1 - e^{-b\tau}) \quad C_\tau = \frac{n\Delta}{c} \left(\frac{b}{c-b} e^{-c\tau} + \frac{c}{c-b} e^{-b\tau} + 1 \right)$$

Se, dopo il tempo τ , si arresta l'attivazione, e si abbandona a se stesso il corpo attivato, le quantità delle sostanze B e C sui corpi evolvono a partire da questo momento secondo le formule

$$B = B_0 e^{-bt} \quad C = \frac{nbB_0}{c-b} e^{-bt} + \left(C_0 - \frac{nbB_0}{c-b} e^{-ct} \right)$$

Se in queste formule si assegnano a B_0 e C_0 i valori B_τ e C_τ indicati sopra, si trova

$$B = \frac{\Delta}{b} (1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} \quad C = \frac{n\Delta}{c} \left[\frac{c(1 - e^{-b\tau})}{c-b} e^{-bt} - \frac{b(1 - e^{-c\tau})}{c-b} e^{-ct} \right]$$

Nel caso generale l'irraggiamento è del tipo

$$I = k_2 b B + k_3 c C$$

ma se l'irraggiamento della sostanza B è trascurabile rispetto a quello di C , l'irraggiamento è semplicemente proporzionale alla quantità di C . Si può evidenziare che in quest'ultimo caso si ritrova per $\tau = \infty$ la formula caratteristica della disattivazione dopo lunga esposizione.

Per un tempo τ molto breve l'espressione $(1 - e^{-b\tau})$ e $(1 - e^{-c\tau})$ si riducono approssimativamente a $b\tau$ e $c\tau$, e si ottiene

$$C = \frac{nb\Delta\tau}{c-b} (e^{-b\tau} - e^{-c\tau})$$

Quando questa formula è applicabile, la sostanza B esiste solo sul corpo attivato per $t = 0$, cioè immediatamente dopo la fine dell'esposizione supposta sufficientemente breve. Ne risulta che se questa sostanza è inattiva, si avrà un irraggiamento nullo $I = 0$. L'irraggiamento aumenta poi in funzione del tempo a causa della formazione della sostanza C : si raggiunge un massimo quando anche la quantità di C passa per un massimo, in un istante x determinato dalla relazione

$$e^{(c-b)x} = \frac{c}{b}$$

Dopo aver raggiunto tale massimo, l'irraggiamento rappresentato dalla formula inizia a diminuire, e la legge di decrescenza limite è una legge esponenziale semplice caratterizzata dal coefficiente b il cui valore è inferiore a quello del coefficiente c . Questa legge è la stessa della legge limite dopo una lunga esposizione.

Se il tempo τ non è molto breve, la quantità di sostanza C presente al termine dell'esposizione non è nulla; tuttavia essa inizia a crescere e passa per un massimo per un tempo x tale che

$$e^{(c-b)x} = \frac{1 - e^{-c\tau}}{1 - e^{-b\tau}}$$

Il tempo x è tanto più breve quanto τ è maggiore e tende a 0 quando τ tende a ∞ . Il massimo è poi riportato all'origine e l'accrescimento iniziale dell'attività non si produce più.

Il valore massimo della quantità C è dato dalla formula

$$C_m = \frac{n\Delta}{c} e^{-cx} (1 - e^{-c\tau})$$

essa diviene, per i piccoli valori di τ , $C_m = n\Delta\tau e^{-cx}$.

Se si indica con I_m l'intensità massima corrispondente al valore massimo di C , si trova

$$\frac{I}{I_m} = \frac{C}{C_m} = \frac{c}{c-b} \frac{e^{-bt}}{e^{-bx}} - \frac{b}{c-b} \frac{e^{-ct}}{e^{-cx}}$$

Quando τ è molto piccolo, questa formula diviene

$$\frac{I}{I_m} = \frac{e^{-bt} - e^{-ct}}{e^{-bx} - e^{-cx}}$$

Si può ancora rimarcare che se si conta il tempo a partire dall'istante in cui si produce il massimo di C , e se si indica con t' il tempo così contato, si ha $t = t' + x$;

$$C = \frac{\Delta n}{c-b} (1 - e^{-c\tau}) e^{-cx} \left(e^{-bt'} - \frac{b}{c} e^{-ct'} \right)$$

Si vede che, in questo caso, un fattore di intensità quasi uguale all'equazione si applica qualunque sia il tempo di attivazione τ . Di conseguenza, a partire dal massimo le curve che rappresentano l'evoluzione della sostanza C hanno tutte la stessa forma che dipende solo dalle costanti b, c , e sarà così anche per le curve rappresentative dell'intensità dell'irraggiamento, se questo dipende solo dalla sostanza C . Si trova, d'altra parte, per la sostanza B ,

$$B = \frac{\Delta}{b} (1 - e^{-c\tau}) e^{-cx} e^{-bt'}$$

Se quindi anche questa sostanza irraggia e si può esprimere l'irraggiamento con la formula

$$I = k_2 b B + k_3 c C$$

la forma della curva a partire dal massimo è ancora indipendente dal tempo τ , ma dipende in questo caso dai valori di b e c e dall'attività relativa delle sostanze B e C .

La legge di disattivazione dopo una lunga attivazione e la legge di attivazione sono rappresentati da curve complementari. Se si indica con J l'intensità dell'irraggiamento durante l'attivazione, con J_∞ l'intensità limite, si trova

$$\frac{J_\infty - J}{J_\infty} = K e^{-bt} - (K - 1) e^{-ct}$$

essendo K lo stesso coefficiente che caratterizza la disattivazione dopo lunga esposizione, data dalla formula

$$I = I_0 \left[K e^{-bt} - (K - 1) e^{-ct} \right]$$

Si ha inoltre $I_0 = J_\infty$ e, di conseguenza, $I + J = J_\infty$, relazione che esprime il fatto che le curve che rappresentano I e J sono complementari.

Abbiamo visto che la formula

$$\frac{I}{I_0} = \frac{c}{c-b} e^{-bt} - \frac{b}{c-b} e^{-ct}$$

rappresenta con una certa approssimazione la variazione nel tempo dell'intensità totale dell'irraggiamento di un corpo che ha subito una attivazione per un tempo lungo con del radio, contando il tempo a partire dalla fine dell'esposizione. Tuttavia la formula non si applica a un intervallo di tempo che comporta circa 20 minuti dopo il termine dell'esposizione, e durante il quale si produce una brusca caduta dell'attività, non prevista dalla formula. I_0 non rappresenta l'intensità iniziale reale, ma quella estrapolata dalla formula.

Se, invece di misurare l'irraggiamento totale, si misura solo l'irraggiamento β e γ , si trova che la stessa curva rappresenta approssimativamente la disattivazione dopo una lunga esposizione per l'intera durata della misura a partire dall'inizio. L'evoluzione dell'irraggiamento β e γ è quindi spiegata dall'ipotesi di due sostanze B e C che compongono il deposito attivo, e con la prima che determina nella seconda un irraggiamento poco importante nelle condizioni sperimentali rispetto a quello di quest'ultima. Tuttavia la concordanza non è rigorosa.

Lo studio delle curve per un tempo di esposizione variabile (fig. 78) conferma l'interpretazione teorica proposta. Per un tempo di esposizione molto breve, l'irraggiamento β e γ è dapprima molto debole e inizia a crescere passando per un massimo circa 35 minuti dopo la fine dell'esposizione e decresce poi secondo una legge che tende verso quella esponenziale semplice di dimezzamento in 28 minuti, legge caratteristica della sostanza B . Utilizzando tempi di

esposizione diversi, si constata che il massimo previsto dalla teoria si trova in posizione sulla scala dei tempi e che a partire dal massimo le curve corrispondenti ai diversi valori di τ sono sovrapponibili, a condizione di attribuire lo stesso valore alla intensità massima. Per ottenere queste curve si lascia penetrare l'emanazione per aspirazione rapida nel contenitore della lamina che si vuole attivare; si lascia l'emanazione nel contenitore per un dato tempo, poi la si toglie rapidamente e si iniziano le misure il più presto possibile, utilizzando come schermo una lamina di alluminio di spessore superiore a $0,1\text{ mm}$.

Supponiamo che l'irraggiamento della sostanza B sia nullo e consideriamo la curva di disattivazione dopo una lunga esposizione. L'intensità dell'irraggiamento è proporzionale alla quantità della sostanza C . Si ha,

$$\begin{aligned} C &= C_1 + C_2 \\ C_2 &= C_0 e^{-ct} \\ C_1 &= \frac{cC_0}{c-b} (e^{-bt} - e^{-ct}) \end{aligned}$$

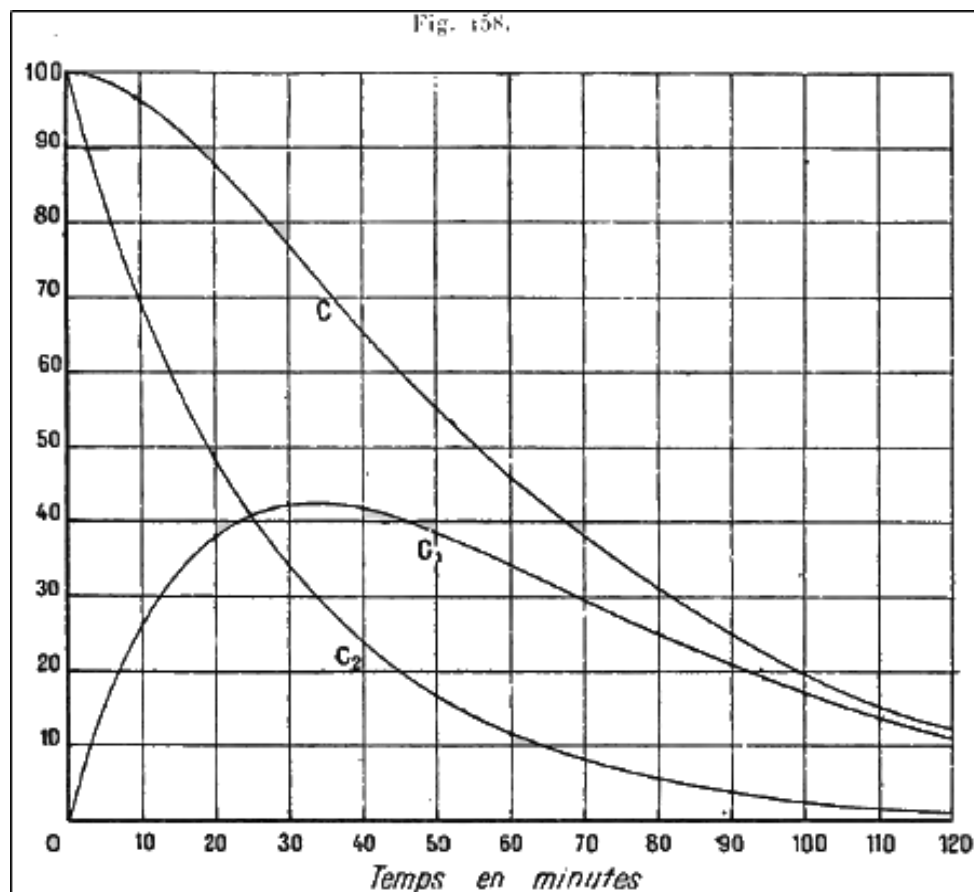
Il termine C_2 rappresenta la decrescenza della sostanza C che era presente sul corpo attivato all'inizio della disattivazione. Il termine C_1 rappresenta l'evoluzione della sostanza C che proviene dalla B presente sul corpo attivato all'inizio della disattivazione. La somma delle ordinate delle curve C_1 e C_2 (fig. 158) riproduce le ordinate della curva C che rappresenta approssimativamente l'evoluzione dell'irraggiamento totale dopo una lunga esposizione, non compreso un intervallo iniziale di 20 minuti, e l'evoluzione dell'irraggiamento γ e β dopo l'inizio della disattivazione⁴.

⁴Le curve della figura 158 sono state tracciate utilizzando i valori

$$b = 4,33 \cdot 10^{-4} s^{-1} \quad c = 5,93 \cdot 10^{-4} s^{-1}$$

che sono attualmente adottati come valori più esatti delle costanti radioattive b e c . Conformemente a questi valori si trova

$$\frac{c}{c-b} = K = 3,705$$



5.5. Teoria delle tre sostanze. Radio A, radio B, radio C. Attivazione

La teoria precedentemente esposta non rende conto del rapido calo iniziale dell'irraggiamento totale del deposito attivo. Questo calo, già importante dopo una lunga esposizione, diviene considerevole quando si utilizza un tempo di esposizione di un solo minuto (fig. 75).

Per spiegare completamente il meccanismo dell'evoluzione del deposito attivo, bisogna ammettere che questo si compone di tre sostanze radioattive distinte, indicate con le lettere A, B, C . Ognuna di esse decade secondo una legge esponenziale semplice che la caratterizza, e la distruzione del radio A , molto rapida, è ottenuta praticamente in circa 20 minuti. Il radio A emette solo raggi α , e la sua presenza non modifica di molto le curve relative ai raggi β e γ . Si ammette, inoltre, che l'emanazione produce direttamente il radio A , il quale, decadendo, forma radio B , il quale a sua volta, decadendo, forma il radio C . Converremo che le lettere A, B, C indichino rispettivamente il numero di atomi delle tre sostanze.

Supponiamo che il corpo attivato si trovi in presenza della emanazione del radio la cui concentrazione è mantenuta costante, e che, in queste condizioni, si depositi radio A con una velocità costante Δ sul corpo attivato. Siano a la costante radioattiva del radio A , n_1 il numero di atomi di radio B provenienti da un atomo di radio A , e k_1 il numero di ioni prodotti al momento della distruzione di un atomo di radio A nelle condizioni sperimentali, o *coefficiente di attività* del radio A . Analogamente siano b la costante radioattiva del radio B , n_2 il numero di atomi del radio C provenienti dalla distruzione di un atomo di radio B e k_2 il coefficiente di attività del radio B . Siano infine c la costante radioattiva del radio C e k_3 il suo coefficiente di attività. Se si suppone che al tempo iniziale si aveva

$$A = B = C = 0$$

le quantità delle tre sostanze presenti all'istante t sul corpo attivato sono le seguenti:

$$\begin{aligned} A &= \frac{\Delta}{a} (1 - e^{-at}) \\ B &= \frac{n_1 \Delta}{b} \left(1 + \frac{b}{a-b} e^{-at} - \frac{a}{a-b} e^{-bt} \right) \\ C &= \frac{n_1 n_2 \Delta}{c} \left[1 - \frac{bc}{(a-b)(a-c)} e^{-at} - \frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-bt} + \frac{ab}{(c-b)(a-c)} e^{-ct} \right] \end{aligned}$$

Queste formule sono state scritte in modo che le differenze delle costanti radioattive siano tutte positive. L'esperienza ha mostrato infatti che si ha $a > c > b$.

I valori limite di A, B, C per $t = \infty$ sono i seguenti:

$$A_\infty = \frac{\Delta}{a} \quad B_\infty = \frac{n_1 \Delta}{b} \quad C_\infty = \frac{n_1 n_2 \Delta}{c}$$

È facile verificare che, per un tempo di attivazione τ molto breve, si ha

$$A = \Delta \tau$$

e che i rapporti $\frac{B}{A}$ e $\frac{C}{A}$ tendono a 0 con τ . Ne risulta che, per un valore di τ sufficientemente piccolo, la sostanza A esiste solo sul corpo attivato, e che la legge di decrescenza iniziale dell'irraggiamento totale può, di conseguenza, fornire il valore del coefficiente a .

L'intensità dell'irraggiamento J durante l'attivazione si compone di tre termini

$$J = k_1 a A + k_2 b B + k_3 c C$$

e il valore limite dell'irraggiamento è dato dalla relazione

$$J_\infty = k_1 a A_\infty + k_2 b B_\infty + k_3 c C_\infty = \Delta (k_1 + k_2 n_1 + k_3 n_1 n_2)$$

Si formano allora sul corpo attivato tanti atomi di ogni sostanza quanti se ne distruggono nello stesso tempo, di modo che le attività relative delle sostanze A, B, C in equilibrio radioattivo con l'emanazione sono rappresentate dai numeri

$$k_1 \quad k_2 n_2 \quad k_3 n_1 n_2$$

Sostituendo A, B, C con i loro valori nell'espressione di J otteniamo la formula

$$(5.5.1) \quad J_\infty - J = \Delta \left(P e^{-at} + Q e^{-bt} + R e^{-ct} \right)$$

con

$$\begin{aligned} P &= k_1 - k_2 n_1 \frac{b}{a-b} + k_3 n_1 n_2 \frac{bc}{(a-b)(a-c)} \\ Q &= k_2 n_1 \frac{a}{a-b} + k_3 n_1 n_2 \frac{ac}{(a-b)(c-b)} \\ R &= -k_3 n_1 n_2 \frac{ab}{(c-b)(a-c)} \end{aligned}$$

5.6. Disattivazione

Sia τ il tempo di attivazione. Le quantità A_0, B_0, C_0 delle sostanze A, B, C che si trovano dopo la fine dell'esposizione sul corpo attivato, sono ottenute sostituendo t con τ nelle formule che danno i valori di A, B, C durante l'attivazione. Si ha quindi

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{\Delta}{a} (1 - e^{-a\tau}) \\ B_0 &= \frac{n_1 \Delta}{b} \left(1 + \frac{b}{a-b} e^{-a\tau} - \frac{a}{a-b} e^{-b\tau} \right) \\ C_0 &= \frac{n_1 n_2 \Delta}{c} \left[1 - \frac{bc}{(a-b)(a-c)} e^{-a\tau} - \frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-b\tau} + \frac{ab}{(c-b)(a-c)} e^{-c\tau} \right] \end{aligned}$$

Le quantità delle tre sostane presenti sul corpo attivato al tempo t a partire dall'inizio della disattivazione sono poi date dalle formule

$$\begin{aligned} A &= A_0 e^{-at} \\ B &= -n_1 A_0 \frac{a}{a-b} e^{-at} + \left(B_0 + n_1 A_0 \frac{a}{a-b} \right) e^{-bt} \\ C &= n_1 n_2 A_0 \frac{ab}{(c-b)(a-c)} e^{-at} + n_2 \frac{b}{c-b} \left(B_0 + n_1 A_0 \frac{a}{a-b} \right) e^{-bt} + \\ &+ \left[C_0 - n_2 B_0 \frac{b}{c-b} - n_1 n_2 A_0 \frac{ab}{(a-c)(c-b)} \right] e^{-ct} \end{aligned}$$

Queste relazioni si possono scrivere, mettendo in evidenza la frazione di ogni sostanza che proviene da una delle tre sostanze presenti all'inizio della disattivazione,

$$\begin{aligned} A &= A_0 e^{-at} \\ B &= -B_0 e^{-bt} + n_1 A_0 \frac{a}{a-b} (e^{-bt} - e^{-at}) \\ C &= C_0 e^{-ct} + n_2 B_0 \frac{b}{c-b} (e^{-bt} - e^{-ct}) + \\ &+ n_1 n_2 a b A_0 \left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right] \end{aligned}$$

Si vede che la sostanza B si compone di una parte B_2 , rimanente dalla sostanza B presente all'origine. Analogamente la sostanza C si compone di tre parti C_3, C_2, C_1 che provengono rispettivamente da C_0 , da B_0 e da A_0 con la mediazione di B .

Sostituendo A_0, B_0, C_0 con i loro valori in funzione di τ si trova

$$\begin{aligned} A &= \frac{\Delta}{a} (1 - e^{-a\tau}) e^{-at} \\ B &= \frac{n_1 \Delta}{b} \left[\frac{a}{a-b} (1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} - \frac{b}{a-b} (1 - e^{-a\tau}) e^{-at} \right] \\ C_0 &= \frac{n_1 n_2 \Delta}{c} \left[\frac{bc(1 - e^{-a\tau})}{(a-b)(a-c)} e^{-at} + \frac{ac(1 - e^{-b\tau})}{(a-b)(c-b)} e^{-bt} - \frac{ab(1 - e^{-c\tau})}{(a-c)(c-b)} e^{-ct} \right] \end{aligned}$$

Si ottiene poi per il valore dell'irraggiamento I durante la disattivazione e per il valore I_0 dell'irraggiamento iniziale

$$\begin{aligned} I &= k_1 a A + k_2 b B + k_3 c C \\ I_0 &= k_1 a A_0 + k_2 b B_0 + k_3 c C_0 \end{aligned}$$

$$(5.6.1) \quad I = \Delta \left[P (1 - e^{-a\tau}) e^{-at} + Q (1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} + R (1 - e^{-c\tau}) e^{-ct} \right]$$

essendo P, Q, R gli stessi coefficienti delle formule 5.5.1.

Se $I_0 \neq 0$ si può mettere il valore di I nella forma

$$\frac{I}{I_0} = \frac{P(1 - e^{-a\tau}) e^{-at} + [P(1 - e^{-a\tau}) e^{-at} + Q(1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} + R(1 - e^{-c\tau}) e^{-ct}]}{P(1 - e^{-a\tau}) + P(1 - e^{-a\tau}) + Q(1 - e^{-b\tau}) + R(1 - e^{-c\tau})}$$

Se in particolare $\tau = \infty$, il valore dell'irraggiamento durante la disattivazione dopo attivazione satura diviene

$$I = \Delta (P e^{-at} + Q e^{-bt} + R e^{-ct})$$

Il confronto tra le formule 5.5.1 e 5.6.1 mostra che si ha costantemente

$$I + J = J_\infty$$

La curva di attivazione e di disattivazione dopo una lunga esposizione sono quindi complementari, e abbiamo visto che questo risultato rimane esatto per qualunque numero di sostanze che si fanno intervenire; la relazione considerata si trova, infatti, realizzata per i numeri di atomi di ogni sostanza separatamente, così come si può verificare sulle formule indicate in precedenza, dando i valori di A, B, C durante l'attivazione e la disattivazione; per la verifica si deve assegnare a τ il valore $\tau = \infty$.

Le quantità P, Q, R che compaiono nelle formule di attivazione e disattivazione come fattori degli esponenziali sono funzioni delle costanti radioattive a, b, c e anche dei coefficienti k_1, k_2, k_3 che caratterizzano l'attività relativa di tre sostanze nello strumento di misura impiegato. Il valore di questi coefficienti dipende essenzialmente dal modo in cui i raggi sono utilizzati per la ionizzazione del gas, cioè dalla forma e dalle dimensioni della camera di ionizzazione, dalla forma, dalle dimensioni e dalla ubicazione della sorgente radiante, dalla distribuzione del deposito attivo nella sorgente, dagli schermi che si possono utilizzare per la misura dell'irraggiamento. Ne risulta che, in modo generale, la forma delle curve che rappresentano l'intensità dell'irraggiamento in funzione del tempo, durante la disattivazione, dipende necessariamente dal dispositivo sperimentale impiegato e può variare molto con esso; queste curve non hanno un carattere di fissità assoluta relativamente alla serie delle trasformazioni radioattive considerate. Solo se questa proprietà resta invariata, cioè che in tutti i casi la legge di evoluzione

tende verso una legge esponenziale semplice, che corrisponde a quella dei tre esponenziali la cui decrescenza è la più lenta, poiché dopo un intervallo di tempo sufficiente a partire dal termine dell'esposizione, i termini che contengono gli altri due esponenziali sono divenuti trascurabili rispetto al termine che contiene l'esponenziale considerato. Quando si raggiunge tale risultato, la forma della curva diviene indipendente dal dispositivo sperimentale.

Si può tuttavia sottolineare che se il dispositivo sperimentale è tale che i raggi α sono interamente utilizzati nella camera di ionizzazione, senza che le dimensioni di questa superino di molto il valore necessario per ottenere questo risultato, la ionizzazione dovuta ai raggi β rimane poco importante rispetto a quella dovuta ai raggi α , e le curve che rappresentano l'intensità dell'irraggiamento totale in funzione del tempo, durante la disattivazione, conservano allora sensibilmente la stessa forma per i dispositivi sperimentali che realizzano la condizione indicata.

Abbiamo visto che la prima analisi della curva di disattivazione dopo una lunga esposizione ha portato alla conclusione che l'irraggiamento totale della sostanza B è trascurabile rispetto a quello della sostanza C . Se questa supposizione fosse verificata in modo rigoroso, si potrebbe porre $k_2 = 0$. D'altra parte, la decrescenza della sostanza A essendo molto rapida, fa sì che il termine contenente l'esponenziale e^{-at} diviene trascurabile, rispetto ai termini che contengono gli altri due esponenziali, in un tempo inferiore a mezz'ora. La formula 5.6.1 che rappresenta l'irraggiamento, per $k_2 = 0$, si può mettere nella forma

$$I = \Delta k_3 n_1 n_2 m \left[(1 - e^{-a\tau}) e^{-at} + \frac{ac}{(a-b)(c-b)} (1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} - \frac{ab}{(a-c)(c-b)} (1 - e^{-c\tau}) e^{-ct} \right]$$

con

$$m = \frac{k_1}{k_3 n_1 n_2} + \frac{bc}{(a-b)(a-c)}$$

Di conseguenza, per tempi superiori a 30 minuti, la forma della curva che rappresenta l'irraggiamento totale in funzione del tempo non dipenderebbe più, in questo caso, dal dispositivo sperimentale, ma solo dai valori delle tre costanti radioattive.

Determinazione delle tre costanti radioattive

Poiché all'inizio della disattivazione, dopo un tempo di attivazione sufficientemente breve, la sostanza A si trova solo sul corpo attivato, si potrà determinare approssimativamente la costante a osservando la diminuzione iniziale dell'irraggiamento che si manifesta secondo la legge esponenziale caratteristica della sostanza A . Si trova che la sostanza A si dimezza in un tempo vicino a 3 minuti. La determinazione non comporta una precisione molto grande, ma il valore di a così ottenuto è controllato per l'accordo generale delle curve sperimentali con la curva teorica. I valori di a indicati da diversi sperimentatori sono i seguenti:

$$\begin{aligned} a &= 0,00401 s^{-1} && \text{dimezzamento in 2,9 minuti} && \text{(Curie)} \\ a &= 0,00385 s^{-1} && \text{dimezzamento in 3,0 minuti} && \text{(Bronson)} \\ a &= 0,00385 s^{-1} && \text{dimezzamento in 3,0 minuti} && \text{(Schmidt)} \end{aligned}$$

L'esponenziale la cui decrescenza è la più lenta, è nota dalla legge di diminuzione finale dell'irraggiamento. P. Curie e M. Danne hanno trovato che, 4 ore dopo l'inizio della disattivazione, l'irraggiamento dimezza in un periodo di $T = 28 \text{ minuti}$, ciò che corrisponde ad una costante radioattiva $0,000413 s^{-1}$. Tuttavia utilizzando corpi fortemente attivati e prolungando la curva di disattivazione, si osserva che la velocità di decrescenza aumenta ancora un poco. I due esponenziali relativi alle sostanze B e C hanno, infatti, i loro coefficienti b e c poco diversi, e ciò solo dopo un intervallo di 10 ore che l'esponenziale e^{-ct} è ridotto alla frazione 0,01 dell'esponenziale e^{-bt} .

Con misure fatti 6 ore dopo l'inizio della disattivazione, M. Bronson ha trovato $T = 26 \text{ minuti}$. Questo valore è probabilmente un poco troppo piccolo. Misure fatte nel mio laboratorio danno i seguenti risultati:

Diminuzione tra 5 e 7 ore dopo l'inizio $T = 27,2 \text{ minuti}$

Diminuzione tra 7 e 10 ore dopo l'inizio $T = 26,8 \text{ minuti}$

Il valore probabilmente più conveniente è $T = 26,8 \text{ minuti}$. Esso è in buon accordo con il valore $26,7 \text{ minuti}$ indicato da M. Lerch in seguito alle esperienze che descriveremo più avanti. Se ne deduce per la costante radioattiva il valore $0,000433 \text{ s}^{-1}$.

Il coefficiente del secondo degli esponenziali che intervengono nella disattivazione per tempi superiori a mezz'ora è stato determinato da P. Curie e M. Danne con il metodo in precedenza indicato. Il periodo di dimezzamento è stato trovato uguale a 21 minuti, che corrisponde ad una costante radioattiva $0,000538 \text{ s}^{-1}$. Vedremo tuttavia che il valore di questa costante è probabilmente un poco maggiore e uguale a $0,000593$.

La teoria prima mostrata secondo la quale l'irraggiamento della sostanza B è, in prima approssimazione, trascurabile rispetto a quello della sostanza C , si può rappresentare approssimativamente la curva di disattivazione dopo esposizione satura, per tempi per i quali l'esponenziale e^{-at} è divenuto trascurabile, dalla formula

$$I = G \left[\frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-bt} - \frac{ab}{(a-c)(c-b)} e^{-ct} \right]$$

dove

$$G = \Delta c_3 n_1 n_2$$

Indichiamo con I' il valore di I estrapolato da questa formula per $t = 0$. Si potrà scrivere

$$\frac{I}{I'} = K e^{-bt} - (K-1) e^{-ct}$$

con

$$K = \frac{ac(a-c)}{ac(a-c) - ab(a-b)} \quad (K-1) = \frac{ab(a-b)}{ac(a-c) - ab(a-b)}$$

La formula ottenuta differisce poco dalla formula originaria di Curie e Danne, poiché non essendo il rapporto $\frac{a-b}{a-c}$ molto diverso dall'unità, il coefficiente K non differisce molto dal valore $\frac{c}{c-b}$.

Se si pone

$$a = 0,00385 \quad b = 0,000433 \quad c = 0,000593$$

si trova

$$\frac{a-b}{a-c} = 1,05 \quad K = 4,27$$

Il valore di K così calcolato è in buon accordo con il valore 4,2 trovato sperimentalmente, ma i coefficienti degli esponenziali nella formula Curie e Danne hanno dovuto essere un poco aumentati. La formula così modificata rappresenta con buona approssimazione la curva ottenuta sperimentalmente per la misura dell'irraggiamento totale. Questa formula è d'altra parte simmetrica rispetto alle costanti b e c , e non può essere utile per decidere a quale di queste costanti si deve attribuire il valore maggiore. Questa questione è stata risolta dalle esperienze svolte sulla distillazione del deposito attivo e sull'elettrolisi delle sue soluzioni.

5.7. Distillazione del deposito attivo ed esperienze di elettrolisi

Miss Gates⁵ ha mostrato che, quando si scalda un corpo attivato, questo perde una parte della sua attività. Tuttavia l'attività non ha in realtà subito una distruzione anormale. Si constata, infatti, che i corpi freddi posti nelle vicinanze si attivano a spese del corpo riscaldato; è come se il deposito attivo passasse per distillazione del corpo caldo sui corpi freddi vicini.

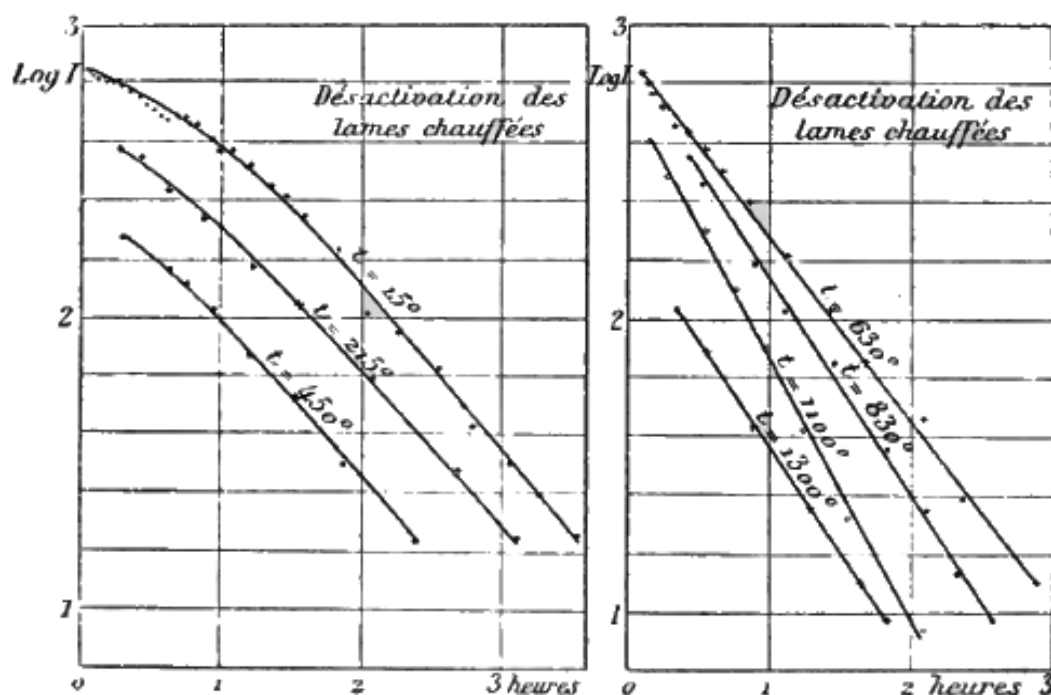
P. Curie e M. Danne⁶ hanno scaldato fili attivati a temperature comprese tra 15° e 1350° e hanno esaminato la natura del deposito attivo che rimane sul filo e di quello che è trasportato

⁵Miss Gates, Phys. Rev., 1903.

⁶Curie e Danne, Comptes rendus, 1904.

per distillazione; la durata del riscaldamento era di alcuni minuti. Hanno constatato che il deposito che rimane sul filo dopo il riscaldamento presenta una decrescenza più rapida di quella ottenibile con un filo non riscaldato. Quando la temperatura di riscaldamento supera 630° , la legge di decrescenza assume una forma esponenziale con dimezzamento in 28 minuti. Al contrario, l'attività che è distillata presenta una legge di evoluzione che non è rappresentabile con un esponenziale semplice, ma con una differenza di due esponenziali: l'attività passa per un massimo seguito da una decrescenza la cui legge limite è la stessa di quella del filo non riscaldato. Queste esperienze hanno portato alla conclusione che la sostanza attiva è quella la cui vita media è maggiore, e che questa sostanza è meno volatile di quella inattiva. Quest'ultima era in gran parte volatilizzata intorno ai 600° , mentre la materia attiva non è completamente volatilizzata a 1300° , benché inizi a distillare verso i 600° , come risulta dall'attività iniziale delle lamine attivate per distillazione. La figura 159 indica i risultati delle esperienze; sono rappresentati in funzione del tempo i logaritmi dell'attività del deposito rimasto sul filo dopo il riscaldamento.

Fig. 159.



La curva ottenuta dopo il riscaldamento a 630° è molto simile a una retta; per temperature più alte si ottiene una serie di rette la cui inclinazione cresce inizialmente per poi diminuire. Per interpretare questa variazione nell'inclinazione, P. Curie e M. Danne avevano supposto che la costante radioattiva della sostanza attiva, radio C , fosse funzione della temperatura. Tuttavia quest'ultima supposizione non è necessaria, e si possono spiegare i risultati sperimentali ammettendo che la sostanza attiva sia quella la cui vita media è la più breve⁷ e ⁸. M. Schmidt ha indicato che, se le curve sono rappresentate su scala logaritmica

$$\frac{I}{I_0} = Ke^{-bt} - (K-1)e^{-ct}$$

utilizzando i valori di K compresi tra 4,3 e 0, si trova che, per $K = 2$, la curva si scosta di poco da una retta; per $K = 1$ si confonde con la retta caratteristica del calo finale, e tale retta può corrispondere ad sola sostanza e quindi si ha una mescolanza di due sostanze in proporzioni opportune; per $K = 0$ si ottiene una retta corrispondente all'esponenziale la cui diminuzione è più rapida. Si possono quindi spiegare i risultati sperimentali ammettendo che fino a 1100° si ha

⁷Schmidt, Phys. Zeit., 1905.

⁸Bronson, Phil. Mag., 1906.

principalmente una volatilizzazione del radio B , ma che questa sostanza decresce più lentamente del radio C . Dopo un riscaldamento a temperature al di sotto di 1100° si ha sul corpo attivato una frazione $\frac{B}{C}$ che decresce quando la temperatura di riscaldamento aumenta, ciò che riconduce alla variazione del coefficiente K facendolo decrescere da 4,3 fino a 0. Si otterranno allora parti di curve che differiscono poco da rette di inclinazione crescente, e tra le quali si trovano due rette i cui coefficienti caratteristici sono b per $K = 1$ e c per $K = 0$. Quando la temperatura supera i 1100° , il radio C inizia a volatilizzarsi più rapidamente; il coefficiente K potrà allora essere aumentato e l'inclinazione della curva diminuita, senza che sia necessario ammettere che la costante c sia stata modificata dall'azione della temperatura.

Studiando l'attività dei fili riscaldati, M. Bronson ha ottenuto come diminuzione più rapida un dimezzamento in 19 minuti. Ha ammesso che questo numero caratterizza la decrescenza del radio C .

Questi risultati sono stati pienamente confermati dalle esperienze di M. Lerch⁹ sulle soluzioni del deposito attivo. Trattando un filo metallico attivato, con l'acido cloridrico portato ad ebollizione, si può ottenere il discioglimento del deposito attivo. In questa soluzione si possono immergere lamine o fili metallici sui quali si dispone la materia attiva, mediante un fenomeno che sembra analogo allo spostamento di un metallo da un'altra nella soluzione di un suo sale. I depositi così ottenuti sul rame o sul nickel mostrano una attività che decresce secondo una legge esponenziale caratterizzata da un dimezzamento in $19,5$ minuti; la legge di decrescenza rimane la stessa quando si ricopre la sostanza attiva con schermi di spessore variabile; si può quindi ammettere che si è in tal modo separata una sostanza radioattiva semplice, il radio C . Il piombo e il ferro precipitano una miscela di sostanze B e C , mentre il platino rimane inattivo.

Elettrolizzando la soluzione si ottiene sul catodo, per una corrente di debole intensità, un deposito di radio C che contiene solo una piccola parte di radio B .

Nota la costante del radio C , si determina quella del radio B , costruendo la curva di disattivazione per un tempo di attivazione noto e cercando quale valore assegnare a b affinché la curva sperimentale sia in buon accordo con la curva teorica.

Adottando per c il valore

$$c = 5,924 \cdot 10^{-4} s^{-1}$$

che corrisponde ad un dimezzamento in $19,5$ minuti, si trova

$$b = 4,327 \cdot 10^{-4} s^{-1}$$

e ciò corrisponde a

$$T = 26,7 \text{ minuti}$$

Per confrontare le curve teoriche e quelle sperimentali, si utilizza la legge di disattivazione per i tempi per i quali l'esponenziale e^{-at} è trascurabile e si considera come trascurabile l'irraggiamento del radio B . Si può allora scrivere la formula di disattivazione nella forma seguente:

$$I = \frac{Ga}{c-b} \left[\frac{c}{a-b} (1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} - \frac{b}{a-c} (1 - e^{-c\tau}) e^{-ct} \right]$$

Questa curva prolungata verso l'origine per estrapolazione presenta un massimo per un tempo x tale che

$$e^{(c-b)x} = \frac{a-b}{a-c} \frac{1 - e^{-c\tau}}{1 - e^{-b\tau}}$$

Se si conta il tempo t a partire dall'istante del massimo, si trova che l'irraggiamento assume la forma

$$I = G' (ce^{-bt'} - be^{-ct'})$$

La posizione del massimo può essere calcolata con sufficiente esattezza adottando valori ravvicinati delle costanti a, b, c . Nel caso di una lunga esposizione, il massimo è molto vicino all'origine ($x = 5$ minuti circa). La relazione indicata fa intervenire solo le costanti b e c ; è

⁹Lerch, Ann. de Phys., 1906.

inoltre indipendente dal tempo di esposizione. Ma trascurando l'irraggiamento del radio B è possibile introdurre un piccolo errore nella determinazione della costante¹⁰.

Si può ottenere radio B quasi privo di radio C ¹¹.

Aggiungendo azotato di bario alla soluzione cloridrica del deposito attivo e precipitando il bario un istante dopo con acido solforico a caldo, si estrae il radio B lasciando disciolto il radio C . Precipitando con potassa una soluzione cloridrica del deposito attivo addizionata a solfato di rame, si estrae radio B e tutto il radio C , mentre la soluzione, dopo questa operazione, contiene solo radio B .

Queste separazioni non servono per caratterizzare il radio B come sostanza semplice mediante una legge esponenziale; è vero che il radio B possiede in realtà una certa attività, ma siccome il radio C si produce subito, non si può osservare l'attività propria del radio B separatamente.

5.8. Rappresentazione grafica

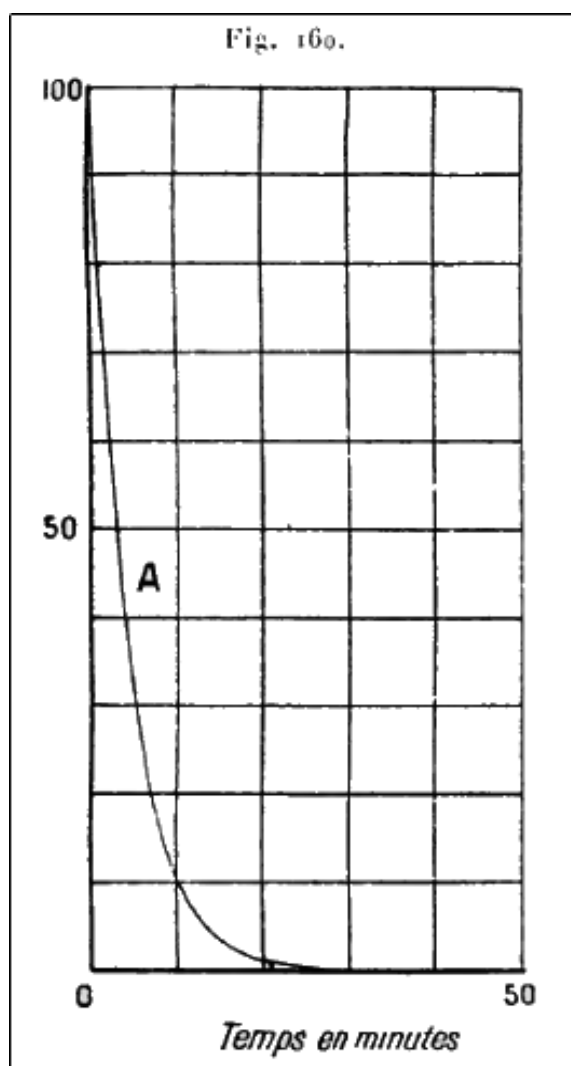
È utile considerare la rappresentazione grafica delle curve di evoluzione dell'attività dovuta ai tre costituenti del deposito attivo. Questo genere di rappresentazione è stata utilizzata da M. Rutherford nel suo Trattato sulla radioattività.

Noi esamineremo separatamente ognuna delle tre sostanze a partire dal momento in cui si ferma l'attivazione.

I. *Radio A.* - Il numero degli atomi A decresce secondo una legge esponenziale semplice con dimezzamento in 3 minuti (fig. 160).

¹⁰L'origine del tempo adottata da M. Lerch non è quella che conviene al tempo di esposizione utilizzato ($\tau = 1$ ora). Ma non essendo molto grande la differenza e modificandosi l'inclinazione della curva molto lentamente, questo spostamento del massimo non introduce un errore notevole sul valore di b .

¹¹Lerch, loc. cit.



II. *Radio B.* - Poniamo

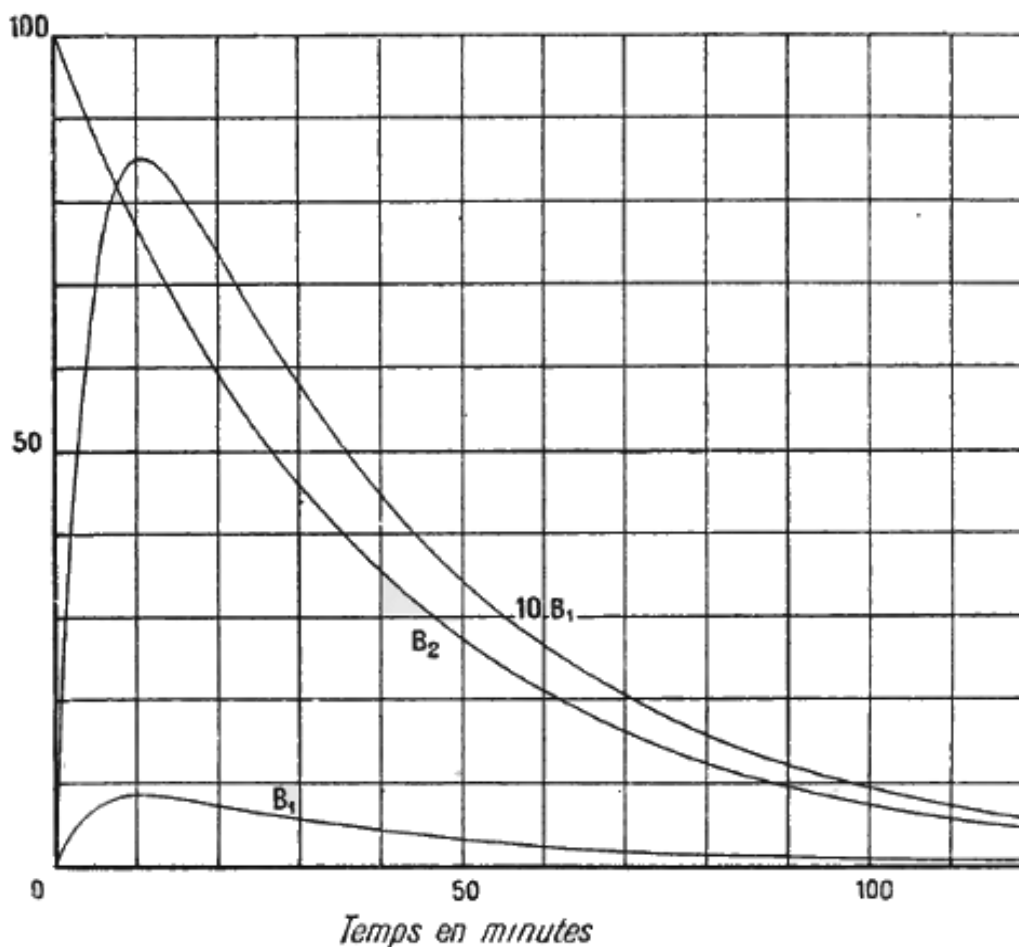
$$B = B_1 + B_2$$

essendo B_2 la parte di B che rimane all'istante t della sostanza B_0 presente all'inizio della disattivazione sul corpo attivato e B_1 la parte che si forma a spese della sostanza A . Si ha, di conseguenza,

$$B_2 = B_0 e^{-bt} \quad B_1 = a_1 A_0 \frac{a}{a-b} (e^{-bt} - e^{-at})$$

La legge di decadimento di B_2 è una legge esponenziale semplice caratterizzata da un periodo di 26,7 minuti (fig. 161). La legge di evoluzione di B_1 è complessa.

Fig. 161.



Questa quantità, nulla all'inizio, cresce col tempo fino ad un massimo che è raggiunto in un tempo $x = 10,7$ minuti. Poi B_1 diminuisce e la legge di decrescenza limite è la legge esponenziale caratteristica della sostanza B ($T = 26,7$ minuti). L'importanza relativa di B_1 e B_2 dipende dal tempo di esposizione. Il rapporto dell'ordinata iniziale B_0 con quella massima $(B_1)_x$ della curva rappresentativa di B_1 è nulla per un tempo di esposizione molto breve; questo rapporto cresce con il tempo di esposizione e tende verso un valore limite per i tempi di esposizione lunghi. Se l'equilibrio è raggiunto, si ha

$$n_1 A_0 a = b B_0 \quad B_1 = \frac{b B_0}{a - b} (e^{-bt} - e^{-at})$$

$$\frac{B_0}{(B_1)_x} = 11,7 \text{ circa}$$

Nella figura 161 i valori relativi delle ordinate corrispondenti delle curve B_1 e B_2 sono quelli del caso dell'esposizione lunga. Per rendere più visibile la forma della curva B_1 la si è anche rappresentata su una scala diversa, moltiplicando per 10 tutte le ordinate (curva $10B_1$).

III. Radio C . - Poniamo

$$C = C_1 + C_2 + C_3$$

essendo C_1 la parte di C formata a partire da A_0 per l'intermediazione di B ;

essendo C_2 la parte di C formata a partire da B_0 ;

essendo C_3 la parte di C che rimane di C_0 .

Di conseguenza

$$C_3 = C_0 e^{-ct}$$

$$C_2 = n_2 B_0 \frac{b}{c-b} (e^{-bt} - e^{-at})$$

$$C_1 = n_1 n_2 A_0 a b \left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} - \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right]$$

Dopo una lunga esposizione si ha

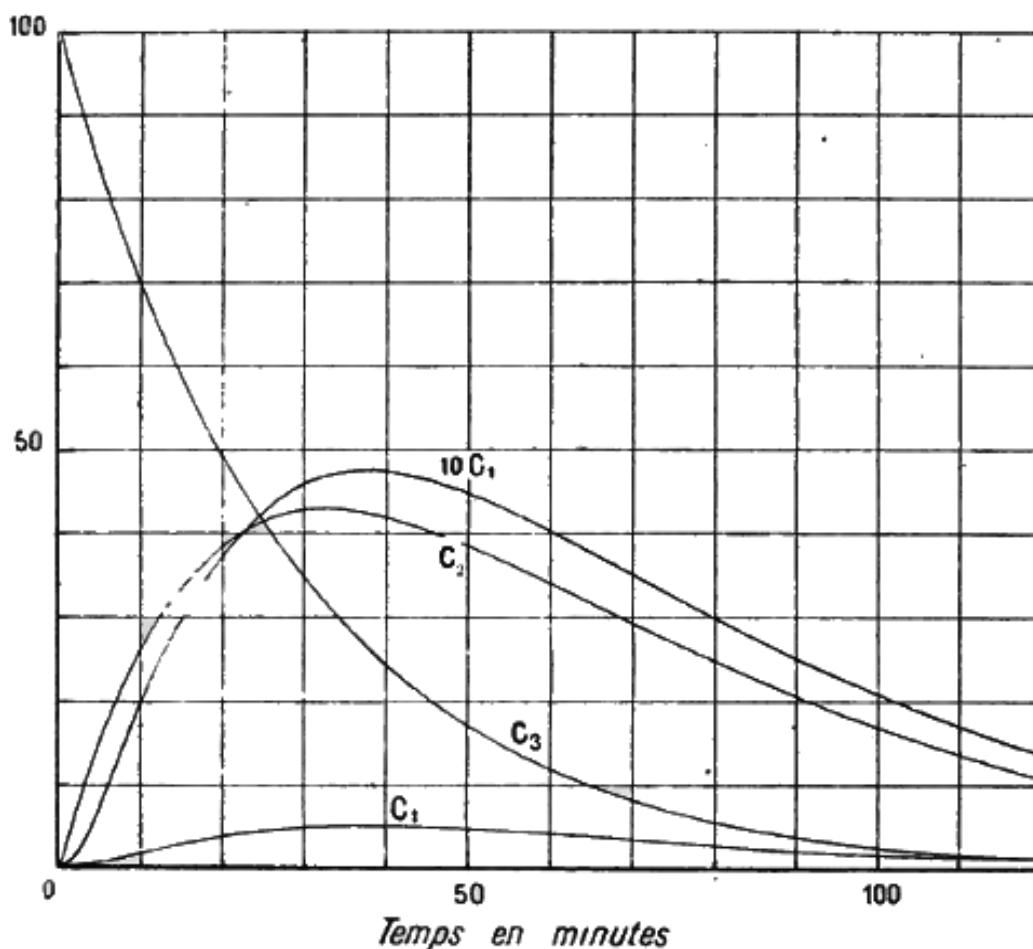
$$aA_0 = \frac{bB_0}{n_1} = \frac{cC_0}{n_1 n_2}$$

Di conseguenza, in questo caso, le formule si scrivono

$$\begin{aligned} C_3 &= C_0 e^{-ct} \\ C_2 &= C_0 \frac{c}{c-b} (e^{-bt} - e^{-at}) \\ C_1 &= C_0 bc \left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} - \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right] \end{aligned}$$

La curva rappresentativa di C_3 è un esponenziale semplice con periodo di 19,5 minuti (fig. 162).

Fig. 162.



La quantità C_2 , nulla inizialmente, passa per un massimo per un tempo $x = 32$ minuti per poi diminuire secondo una legge che tende verso la legge di decadimento della sostanza B . Il rapporto tra l'ordinata massima della curva C_2 aumenta con il tempo di esposizione da zero fino ad un valore uguale a circa 2,34 per l'attivazione saturata.

La quantità C_1 , nulla inizialmente, passa per un massimo per $x = 38$ minuti. La curva C_1 è tangente nell'origine all'asse dei tempi, cosa che non avviene per le curve B_1 e C_2 ; questo fatto risulta dal ritardo necessario alla formazione della sostanza intermedia B . La legge di decrescenza limite è quella della sostanza B . Il rapporto tra l'ordinata C_0 e l'ordinata massima della curva C_1 cresce con il tempo di esposizione, da zero fino ad un valore uguale a circa 21.

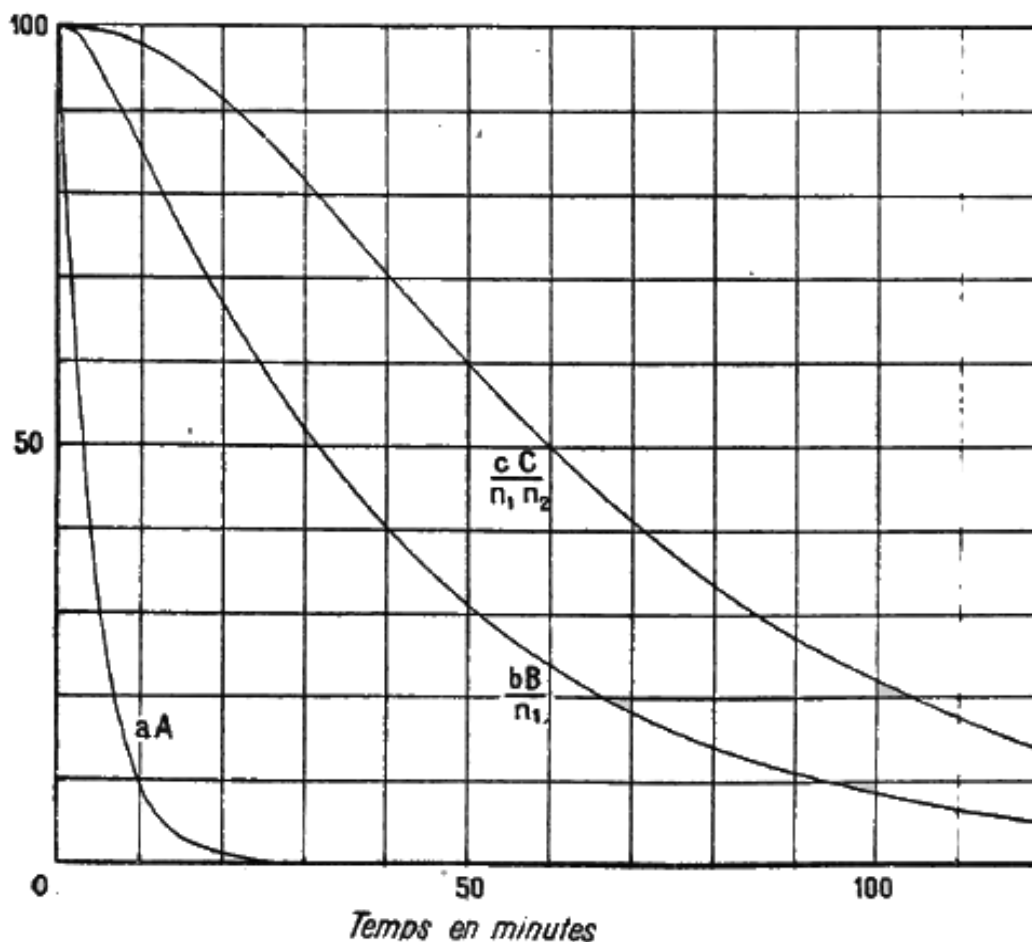
L'importanza relativa attribuita alle curve C_1, C_2, C_3 nella figura 162 è quella che conviene al caso di lunga esposizione. La curva C_1 è stata pure rappresentata su di un'altra scala moltiplicando le ordinate per 10 (curva $10C_1$). nel caso di una lunga esposizione, il valore massimo di C_1 costituisce circa il 7% del valore di $(C_1 + C_2)$ nello stesso istante ($t = 38$ minuti). Il rapporto

$\frac{C_1}{C_2+C_3}$ aumenta e raggiunge un valore costante uguale a $\frac{b}{a-b}$, cioè circa 0,127, per i tempi lunghi. La proporzione di radio C che proviene dal radio A , presente sul corpo attivato all'inizio della disattivazione, è quindi lontano dall'essere trascurabile, anche nel caso dell'attivazione saturata.

L'attività delle sostanze è determinata dal numero di atomi che si distruggono nell'unità di tempo. Questi numeri aA , bB , cC variano con il tempo secondo le stesse leggi dei numeri A , B , C ai quali risultano proporzionali. Se si assegna il tempo di esposizione e il valore di Δ (velocità di formazione del radio), allora le quantità aA , $\frac{bB}{n_1}$, $\frac{cC}{n_1 n_2}$ si possono calcolare in funzione del tempo durante la disattivazione. Queste quantità sono uguali tra loro quando le tre sostanze sono in equilibrio radioattivo.

La figura 163 rappresenta la legge di variazione di queste quantità in funzione del tempo durante la disattivazione dopo attivazione saturata, a partire da uno stato di equilibrio radioattivo. Le ordinate iniziali delle tre curve sono le stesse ($\Delta = 100$). Le ordinate della curva relativa alla sostanza B sono le somme delle ordinate corrispondenti delle curve B_1 e B_2 nella figura 161.

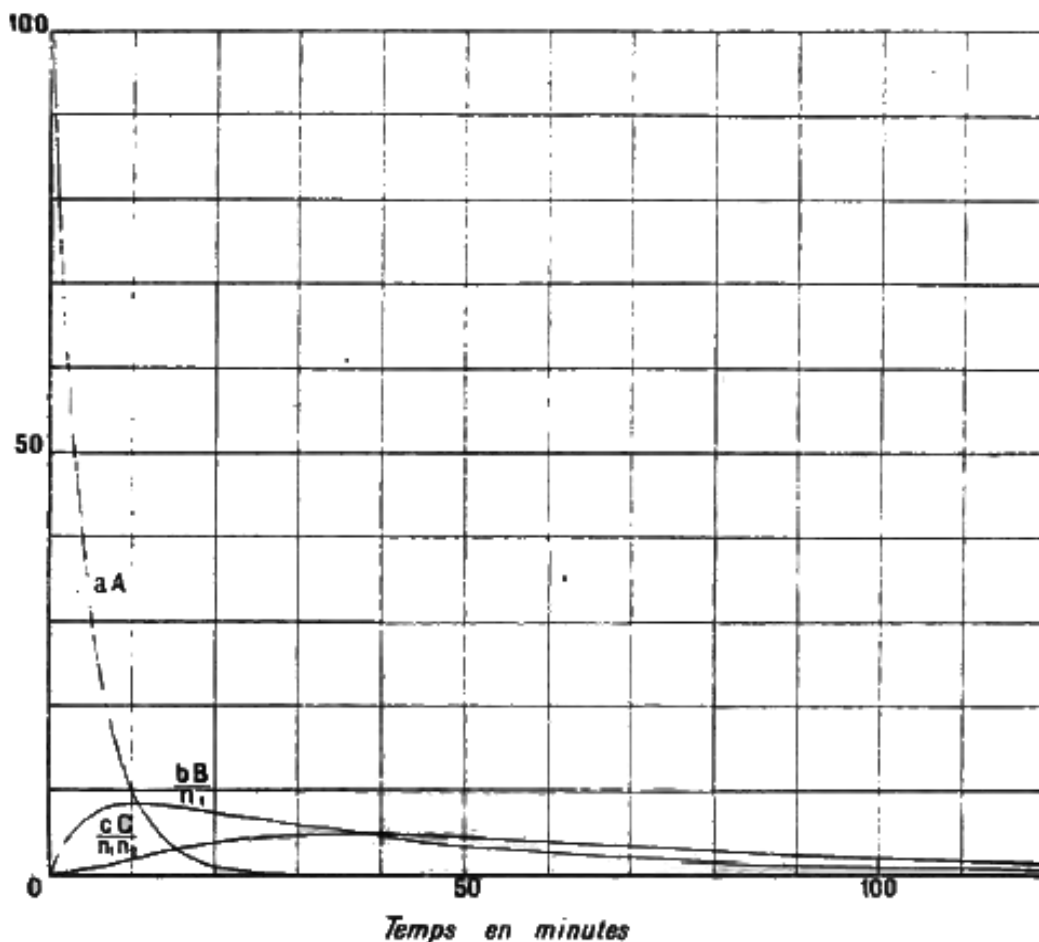
Fig. 163.



Le ordinate della curva relativa alla sostanza C sono le somme delle ordinate corrispondenti delle curve C_1 , C_2 , C_3 nella figura 162.

La figura 164 rappresenta la legge di variazione delle stesse quantità nel caso in cui la sostanza A è la sola presente all'inizio della disattivazione sul corpo attivato. Questo caso si ha approssimativamente quando l'esposizione è stata molto breve. La curva relativa alla sostanza B è qui la stessa della curva B_1 della figura 161 e la curva relativa alla sostanza C è la stessa della curva C_1 della figura 162.

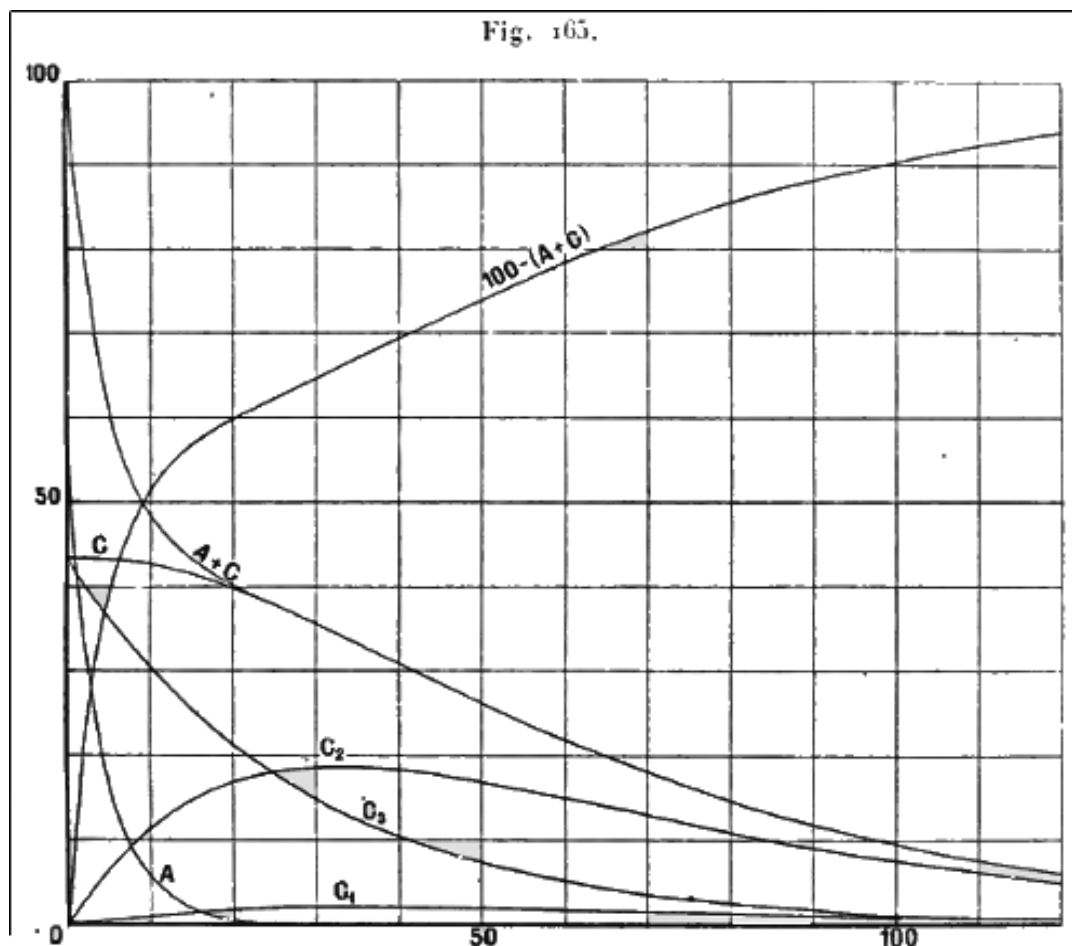
Fig. 165.



Per ottenere la curva di disattivazione di una lamina, bisogna fare la somma delle ordinate corrispondenti delle curve $A, B_1, B_2, C_1, C_2, C_3$, assegnati loro gli opportuni coefficienti per tener conto dell'utilizzo dei raggi e del tempo di esposizione. Se, per esempio, si considera l'irraggiamento totale e si trascura l'irraggiamento del radio B , la curva considerata sarà costruita utilizzando solo le curve A, C_1, C_2, C_3 . Se si tratta di una attivazione saturata, l'ordinata iniziale della curva a potrà essere un poco più grande o un poco più piccola dell'ordinata iniziale della curva $C = C_1 + C_2 + C_3$, la quale è la stessa di quella della curva C_3 ; queste due ordinate potrebbero anche essere uguali; in questo caso l'irraggiamento in condizioni di equilibrio radioattivo è dovuto per metà al radio A e al radio C . Se si tratta di una esposizione molto breve ($\tau = 1$ minuto) e se si trascura l'irraggiamento di B , la curva rappresentativa è costruita per mezzo delle sole curve A e C_1 . Se si tiene conto dell'irraggiamento di B , cosa necessaria in alcune esperienze in cui si utilizzano i raggi β assorbibili senza utilizzare i raggi α , bisogna far intervenire le curve B_1 e B_2 . Si può evidenziare che il rapporto tra le ordinate corrispondenti delle curve A, B_1, C_1 è indipendente dal tempo di esposizione e così è pure per le curve B_2 e C_2 .

Tutta la costruzione grafica che utilizza l'irraggiamento di più di una sostanza è valevole solo per un dispositivo di misura determinato.

Le figure 165 e 166 danno l'esempio della composizione dell'irraggiamento nel caso della disattivazione dopo una lunga esposizione e nel caso della disattivazione dopo esposizione molto breve. In entrambi i casi l'irraggiamento utilizzato è quello totale, e si trascura l'irraggiamento del radio B . Nello strumento di misura, al quale la costruzione è applicabile, questo irraggiamento non dovrebbe produrre più dell'1% dell'effetto dovuto al radio C .



In questo stesso strumento la ionizzazione dovuta al radio A stava nel rapporto 1,3 con quello prodotto dal radio C , essendo le due sostanze in equilibrio radioattivo; questo rapporto è stato utilizzato per la costruzione.

La formula che esprime l'intensità dell'irraggiamento è la seguente:

$$I = k_1 a A + k_3 c C$$

Se si pone

$$\frac{k_1}{k_3 n_1 n_2} = 1,3 \quad I_0 = 100$$

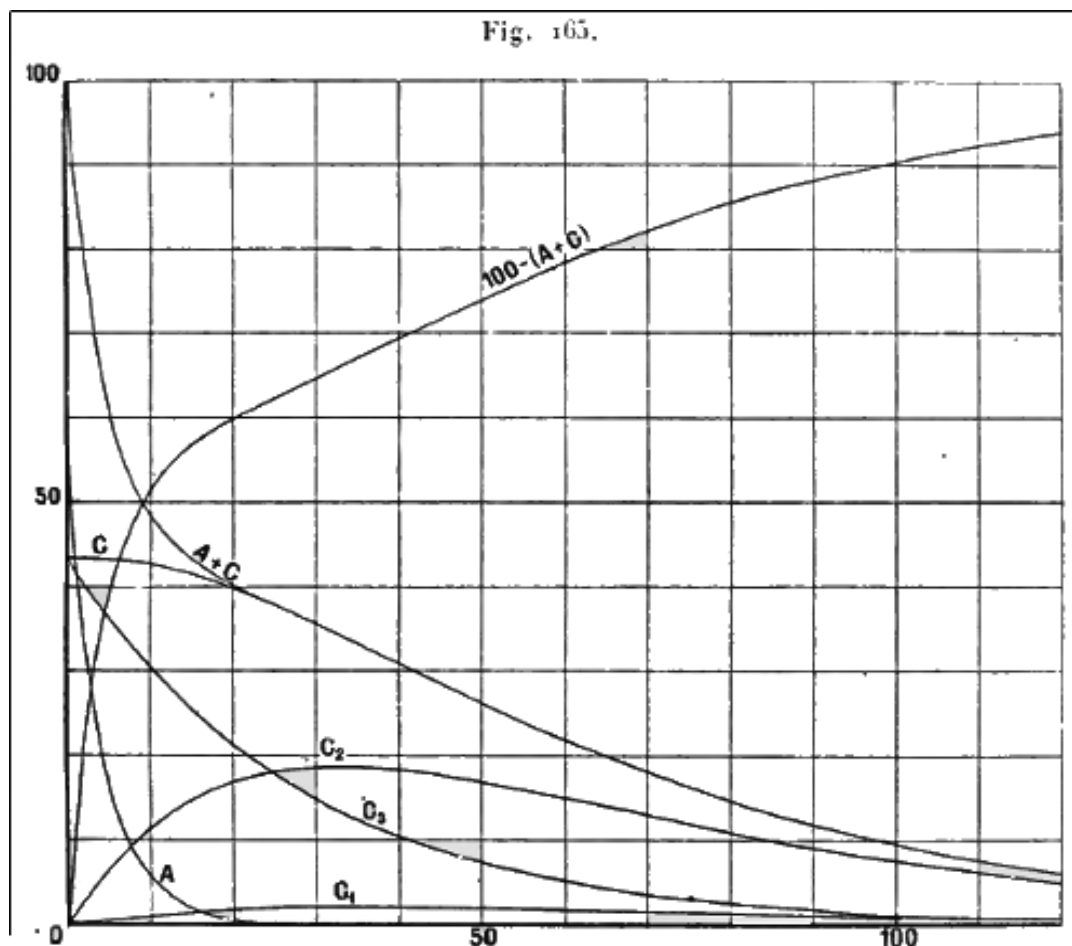
si trova, per il caso di esposizione lunga

$$I = 56,5 \frac{A}{A_0} + 43,5 \frac{C}{C_0}$$

La costruzione torna ad utilizzare le curve relative ad A e a C nella figura 163 e ad aggiungere le ordinate corrispondenti moltiplicare rispettivamente per 0,565 e 0,435 il cui rapporto è 1,3.

Nel caso dell'esposizione breve ($\tau < 1$ minuto) basta utilizzare le curve relative ad A e a C nella figura 164 e ad aggiungere le loro ordinate corrispondenti moltiplicate rispettivamente per 1 e 0,77 il cui rapporto è 1,3.

Si è indicato sulle figure 165 e 166 per A, C_1, C_2, C_3 le curve le cui ordinate sono rispettivamente proporzionali a queste quantità. Si è indicata con C la curva le cui ordinate sono le somme delle ordinate corrispondenti delle curve C_1, C_2, C_3 . Si sono infine indicate con $A + C$ le curve le cui ordinate sono le somme delle ordinate corrispondenti di tutte le curve utilizzate. Queste curve rappresentano la legge di evoluzione dell'irraggiamento in funzione del tempo con lo strumento di misura considerato.



Per costruire le curve che rappresentano l'intensità dell'irraggiamento del deposito attivo durante l'attivazione, ci si può basare sul fatto che queste curve sono complementari delle curve di disattivazione dopo attivazione saturata, essendo le misure eseguite con lo stesso dispositivo sperimentale. È così che nella figura 165 la curva $100 - (A + C)$ rappresenta la legge di attivazione, posta l'attività limite uguale a 100, ed essendo le misure di attività eseguite con lo stesso dispositivo per il quale la curva di disattivazione dopo attivazione saturata è rappresentata sulla stessa figura da $(A + C)$.

I valori utilizzati per la costruzione delle curve rappresentate nelle figure 160-166 sono riunite nelle Tabelle seguenti. Si è posto

$$a = 0,00385 s^{-1} \quad b = 0,000433 s^{-1} \quad c = 0,000593 s^{-1}$$

Tempo (min)	e^{-at}	e^{-bt}	e^{-ct}	$\frac{b}{a-b} (e^{-bt} - e^{-at})$	$\frac{c}{c-b} (e^{-bt} - e^{-ct})$	$bc \left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right]$
1	0,7937	0,9743	0,9651	$2,289 \cdot 10^{-2}$	0,03447	$0,0423 \cdot 10^{-2}$
2	0,6300	0,9494	0,9313	4,047 “	0,06693	0,1536 “
3	0,5000	0,9250	0,8988	5,385 “	0,09733	0,3136 “
4	0,3969	0,9013	0,8673	6,391 “	0,1259	0,5098 “
5	0,3151	0,8782	0,8370	7,136 “	0,1525	0,7279 “
8	0,1575	0,8123	0,7523	8,297 “	0,2126	1,4485 “
10	0,0993	0,7712	0,7006	8,515 “	0,2617	1,9280 “
12	0,0625	0,7322	0,6525	8,486 “	0,2953	2,380 “
15	0,0313	0,6773	0,5861	8,186 “	0,3366	2,985 “
20	0,00985	0,5948	0,4909	7,412 “	0,3851	3,770 “
25	0,00310	0,5223	0,4109	6,579 “	0,4168	4,294 “
30	0,00098	0,4587	0,3439	5,800 “	0,4254	4,599 “
35	0,00031	0,4028	0,2878	5,100 “	0,4260	4,735 “
40	0,00009	0,3537	0,2409	4,481 “	0,4180	4,741 “
45	“	0,3106	0,2017	3,396 “	0,4039	4,652 “
50	“	0,2728	0,1688	3,437 “	0,3854	4,495 “
60	“	0,2104	0,1183	2,660 “	0,3414	5,053 “
70	“	0,1622	0,08286	2,056 “	0,2942	3,537 “
80	“	0,1251	0,05805	1,586 “	0,2486	3,016 “
90	“	0,09651	0,04067	1,223 “	0,2069	2,528 “
100	“	0,07442	0,02849	0,9431 “	0,1702	2,091 “
110	“	0,05739	0,01996	0,7273 “	0,1387	1,712 “
120	“	0,04426	0,01399	0,5609 “	0,1122	1,488 “
150	“	0,02030	0,00481	0,2573 “	0,05742	0,7165 “
180	“	0,00931	0,00165	0,1180 “	0,02840	0,3560 “
240	“	0,00196	0,00019	0,0248 “	0,00690	0,0823 “

TABELLA II

Valori delle quantità $\frac{aA}{\Delta}$, $\frac{bB}{n_1\Delta}$, $\frac{cC}{n_1n_2\Delta}$ durante la disattivazione dopo attivazione satura, a partire dall'equilibrio radioattivo

Tempo (min)	$\frac{aA}{\Delta}$	$\frac{bB}{n_1\Delta}$	$\frac{cC}{n_1n_2\Delta}$
0	1,0000	1,0000	1,0000
1	0,7937	0,9972	0,9999
2	0,6300	0,9898	0,9998
3	0,5000	0,9789	0,9992
4	0,3969	0,9652	0,9983
5	0,3151	0,9495	0,9968
8	0,1575	0,8953	0,9894
10	0,0993	0,8564	0,9815
12	0,0625	0,8170	0,9716
15	0,0313	0,7591	0,9529
20	0,00985	0,6689	0,9135
25	0,00310	0,5681	0,8706
30	0,00098	0,5167	0,8133
35	0,00031	0,4538	0,7612
40	0,00009	0,3985	0,7064
45	“	0,3500	0,6511
50	“	0,3074	0,5992
60	“	0,2370	0,5002
70	“	0,1828	0,4125
80	“	0,1410	0,3368
90	“	0,1087	0,2729
100	“	0,0838	0,2196
110	“	0,0647	0,1758
120	“	0,0499	0,1411
150	“	0,0229	0,0694
180	“	0,0105	0,0336
240	“	0,0022	0,0079

Si vede che l'attività dovuta al radio A è praticamente scomparsa dopo 30 minuti. Il rapporto delle quantità $\frac{bB}{n_1\Delta}$ e $\frac{cC}{n_1n_2\Delta}$ che all'inizio è uguale a 1, decresce costantemente e tende verso il valore limite $\frac{c-b}{c}$ cioè 0,269. Ne risulta che il rapporto tra l'attività del radio C e quella del radio B aumenta con il tempo avvicinandosi ad un valore limite.

Le Tabelle I e II permettono di calcolare l'attività indotta in un momento qualsiasi durante l'attivazione o la disattivazione. Si può, pertanto, introdurre la formula che esprime l'irraggiamento I nella forma seguente

$$\begin{aligned}
 I = & n_1n_2k_3\Delta \left\{ \frac{aA_0}{\Delta} \mu e^{-at} + \nu \frac{a-b}{b} (e^{-bt} - e^{-at}) \right. \\
 & \left. + bc \left(\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right) \right] \\
 (5.8.1) \quad & + \frac{bB_0}{n_1\Delta} \left[\mu e^{-bt} + \frac{c}{c-b} (e^{-bt} - e^{-ct}) \right] + \frac{cC_0}{n_1n_2\Delta} e^{-ct} \left. \right\}
 \end{aligned}$$

In questa formula A_0, B_0, C_0 sono le quantità A, B, C presenti sui corpi attivati all'istante $t = 0$ dove il corpo è sottratto all'azione attivante; μ e ν sono coefficienti rispettivamente uguali a $\frac{k_1}{n_1n_2k_3}$ e a $\frac{k_2}{n_2k_3}$; questi coefficienti misurano i rapporti tra le attività del radio A e B e l'attività del radio C , essendo le quantità confrontate derivanti una dall'altra per trasformazione radioattiva, ed essendo il confronto valevole per uno strumento di misura assegnato.

Le leggi evolutive per ogni sostanza durante l'attivazione e la disattivazione a partire dall'attivazione satura sono complementari, e quindi le quantità $\frac{aA_0}{\Delta}$, $\frac{bB_0}{n_1\Delta}$, $\frac{cC_0}{n_1n_2\Delta}$ sono ottenute, per ogni valore del tempo di attivazione τ , prendendo i complementari a 1 dei valori corrispondenti le quantità $\frac{aA}{\Delta}$, $\frac{bB}{n_1\Delta}$, $\frac{cC}{n_1n_2\Delta}$ nella Tabella II. Se si suppongono quindi noti i coefficienti μ e ν , l'intensità dell'irraggiamento dopo un tempo di attivazione τ è dato dalla formula

$$I = n_1n_2k_3\Delta \left[\mu \frac{aA_0}{\Delta} + \nu \frac{bB_0}{n_1\Delta} + \frac{cC_0}{n_1n_2\Delta} \right]$$

Se per esempio, si pone $\mu = 1,3$ e $\nu = 0$, come è stato fatto per la costruzione delle curve (fig. 165 e 166), si trova che l'intensità iniziale dell'irraggiamento totale dopo 1 minuto di esposizione costituisce l'11,8% dell'intensità di questo stesso irraggiamento dopo attivazione satura nelle stesse condizioni; ma un'ora dopo l'inizio della disattivazione, la percentuale si riduce al 1,9%.

Per calcolare l'intensità dell'irraggiamento durante la disattivazione nell'istante t , basta fare la somma dei termini che intervengono nella formula 5.8.1 e che sono ottenuti con i valori delle tabelle I e II, tenendo conto dei coefficienti μ e ν . Le quantità $\frac{aA_0}{\Delta}$, $\frac{bB_0}{n_1\Delta}$, $\frac{cC_0}{n_1n_2\Delta}$ devono essere dedotte dalla Tabella II, come prima detto, per i tempi di attivazione τ ; i valori di tutte le altre funzioni sono relativi al tempo t .

È evidente che si può così disporre il calcolo in modo da utilizzare la formula generale che fa intervenire direttamente il tempo di attivazione τ .

5.9. Verifica delle formule teoriche

Supponiamo noti i valori delle costanti radioattive a, b, c .

Con queste costanti si deve poter rappresentare le curve di attivazione e disattivazione in tutta la loro estensione e per un tempo di esposizione qualsiasi. L'accordo tra la teoria e l'esperienza può servire come prova dell'esattezza delle previsioni teoriche, secondo le quali vi è trasformazione successiva dalla sostanza A alla sostanza B , dalla B alla C . Questa verifica della teoria è stata intrapresa da diversi sperimentatori; essa è resa difficile dal fatto che i fattori degli esponenziali nelle formule dipendono, in generale, dall'attività relativa delle tre sostanze dal punto di vista dell'effetto ionizzante nello strumento impiegato, e che, di conseguenza, la forma delle curve dipende dal dispositivo sperimentale utilizzato.

M. Duane¹² ha studiato la legge di crescita della attività in una camera a ionizzazione a partire dal momento in cui l'emanazione del radio è stata introdotta in questa camera. La ionizzazione dovuta alla sola emanazione era considerata come costante e uguale a i_0 . In queste condizioni la ionizzazione dovuta all'emanazione e alla radioattività indotta si esprime con la formula

$$i = i_0 + k_1aA + k_2bB - k_3cC$$

La ionizzazione massima che è approssimativamente ottenuta in 3-4 ore, indicata con i_∞ , si può scrivere

$$\begin{aligned} i_\infty &= i_0 + \Delta(k_1 + k_2n_1 + k_3n_1n_2) \\ i &= i_0 \left[\frac{i_\infty}{i_0} - \frac{\Delta}{i_0} \left(Pe^{-at} + Qe^{-bt} + Re^{-ct} \right) \right] \end{aligned}$$

Si studia l'irraggiamento totale supponendo $k_2 = 0$. In queste condizioni la formula può essere scritta come

$$i = i_0 \left\{ M - N \left[me^{-at} + \frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-bt} - \frac{ab}{(a-c)(c-b)} e^{-ct} \right] \right\}$$

con

$$M = \frac{i_\infty}{i_0} \quad N = \frac{\Delta n_1 n_2 k_3}{i_0} \quad m = \frac{k_1}{k_3 n_1 n_2} + \frac{bc}{(a-b)(a-c)}$$

¹²Duane, Comptes rendus, 1905.

Le costanti M e N non sono indipendenti, sono collegate dalla relazione

$$M - N \frac{k_1 + k_3 n_1 n_2}{k_3 n_1 n_2} = 1$$

I valori ammessi per b e c saranno

$$b = 0,000413 \quad c = 0,000538$$

e si cercherà di determinare a , M , m in modo che la curva ottenuta sperimentalmente sia ben rappresentata dalla formula. L'aumento della corrente era osservata per 3 ore; l'emanazione era introdotta in un contenitore cilindrico il cui diametro era $6,7 \text{ cm}$, l'altezza $12,6 \text{ cm}$ e il volume circa 440 cm^3 , e nel quale penetrava un'asta che fungeva da elettrodo, collegata all'elettrometro, mentre il contenitore era posto ad un potenziale tale da assicurare la saturazione. I valori trovati per le costanti erano le seguenti:

$$M = 2,37 \quad N = 0,60 \quad m = 1,30 \quad a = 0,00401$$

utilizzando questi valori si trovava un buon accordo tra teoria ed esperienza.

La corrente dovuta alla sola emanazione costituisce, con il dispositivo impiegato, la frazione $0,42$ della corrente totale dovuta all'emanazione e alla radioattività indotta in equilibrio con l'emanazione. Si può inoltre evidenziare che, essendo molto piccolo il termine $\frac{bc}{(a-b)(a-c)}$, allora m rappresenta il rapporto tra le ionizzazioni dovute al radio A e al radio C , mentre N è il rapporto tra le ionizzazioni del radio C e dell'emanazione. Si trovano quindi, per le percentuali della ionizzazione dovuta ad ogni sostanza quando la radioattività indotta ha raggiunto l'equilibrio di regime con l'emanazione, i valori seguenti:

<i>Emanazione</i>	<i>Radio A</i>	<i>Radio C</i>
42%	33%	25%

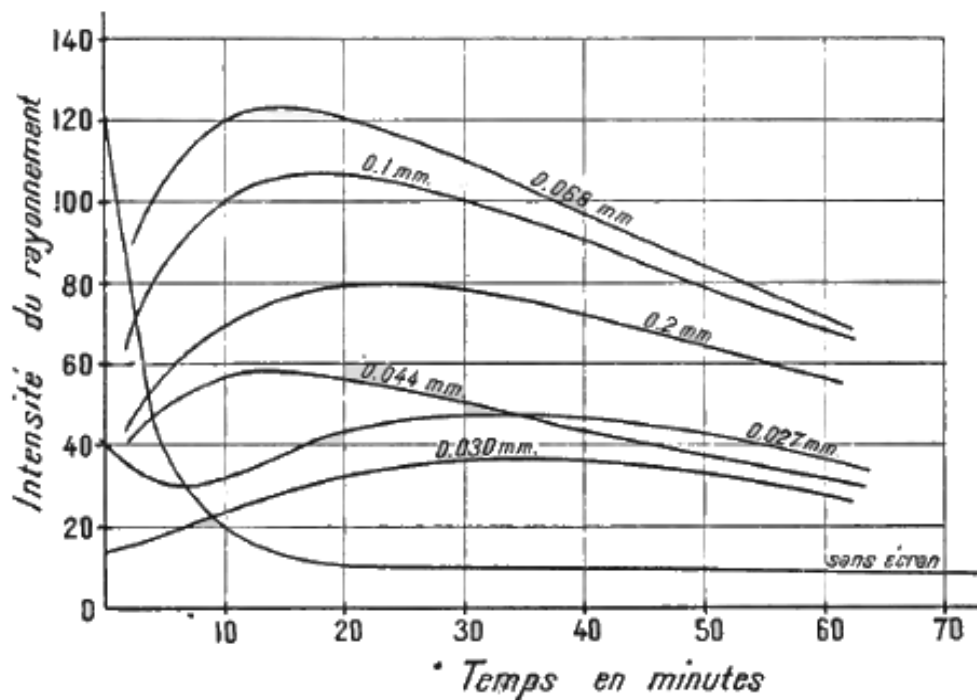
Se la trasformazione avviene in modo tale che ogni atomo di una sostanza forma un solo atomo della sostanza successiva, si ha $n_1 = n_2 = 1$, e l'attività relativa del radio A rispetto a quella del radio C , in condizioni di equilibrio di regime con l'emanazione, è allora uguale al rapporto $\frac{k_1}{k_2}$ tra il numero di ioni creati durante la disintegrazione di un atomo di radio A e di un atomo di radio C nella camera a ionizzazione. Se la disintegrazione di un atomo produce l'espulsione di una sola particella α , si può pensare che in una camera a ionizzazione, nella quale il cammino delle particelle α è completamente utilizzato, il numero di ioni prodotti da una particella cresce con il suo cammino ed essere proporzionale allo stesso. Il rapporto tra le attività del radio A e C sarà, in questo caso, vicino al rapporto tra i cammini delle particelle α emesse da queste due sostanze, e si avrà $\frac{k_1}{k_2} = \frac{4,83}{7,06} = 0,685$. Una determinazione più esatta dello stesso rapporto, fatta tenendo conto della forma della curva di ionizzazione, porta al valore $0,79$.

Il rapporto trovato nelle esperienze di M. Duane è uguale a $1,3$ e si può pensare che i raggi α del radio sono in questo caso meglio utilizzati nella camera di ionizzazione rispetto agli α del radio C .

Si deve a M. Schmidt¹³ uno studio molto dettagliato delle curve di disattivazione nelle più diverse condizioni. Questo studio ha mostrato che il radio B non è inattivo, ma produce un irraggiamento evidenziabile mediante schermi di spessore opportuno. M. Schmidt ha costruito la curva di disattivazione per un tempo di esposizione molto breve, $\tau = 1$ minuto, utilizzando schermi assorbenti.

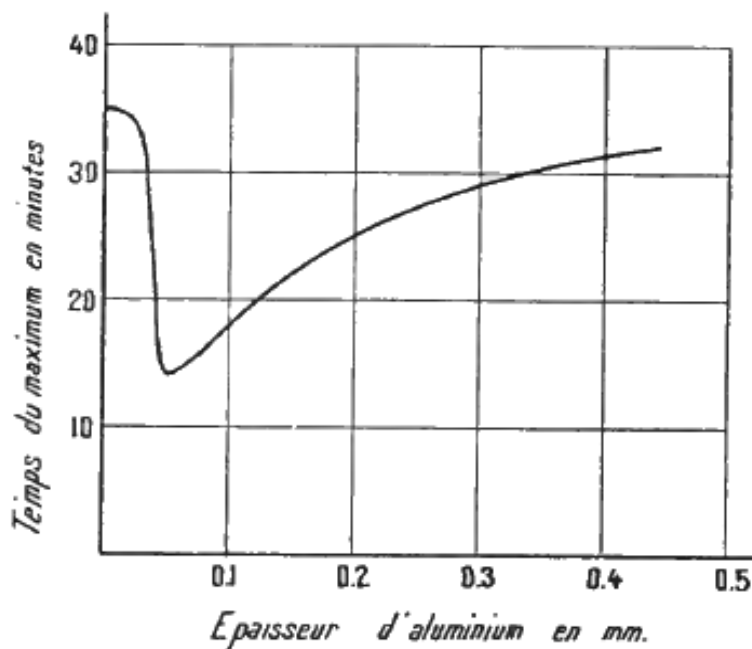
¹³Schmidt, Ann. d. Phys. 1906.

Fig. 167



La figura 167 mostra il risultato delle esperienze; si vede la curva ottenuta senza schermo ed una serie di curve ottenute con schermi in alluminio di spessore variabile. La curva relativa all'irraggiamento totale presenta un massimo poco marcato per $t = 35$ minuti; nelle curve seguenti si vede attenuarsi l'effetto dei raggi del radio A al crescere dello spessore dello schermo utilizzato; nello stesso tempo il massimo si accentua, si sposta verso l'origine dei tempi e finisce per raggiungere una posizione limite $t = 13$ minuti; per spessori ancora maggiori, il massimo si allontana di nuovo dall'origine. La legge dello spostamento del massimo in funzione dello spessore utilizzato è stata rappresentata da una curva nella figura 168. Questo spostamento è molto rapido vicino a spessori per i quali i raggi α del radio C sono assorbiti, ed è per questo spessore che si raggiunge il minimo; lo spostamento del massimo si manifesta poi progressivamente nel verso opposto.

Fig. 168.



Per tempi di esposizione $\tau = 1$ minuto il numero di atomi delle sostanze A, B, C , presenti durante la disattivazione sul corpo attivo, sono rappresentati in modo approssimato in funzione del tempo dalle curve della figura 166. Adottando i valori

$$a = 0,00385 \quad b = 0,000433 \quad c = 0,000593$$

si trova che il numero di atomi della sostanza B passa per un massimo per $t = 10$ minuti e quello degli atomi di C per $t = 35$ minuti. Si possono quindi spiegare i fenomeni osservati ammettendo che l'irraggiamento è dovuto all'effetto simultaneo delle tre sostanze, e che l'irraggiamento del radio B è più penetrante dell'irraggiamento β del radio C . Si constata, per esempio, che l'effetto del radio B è molto marcato per uno schermo di spessore $0,07 \text{ mm}$, ma diviene molto meno importante per uno schermo di spessore $0,2 \text{ mm}$; in entrambi i casi i raggi α non intervengono, essendo soppressi dallo schermo.

M. Schmidt ha cercato di determinare l'attività relativa del radio A, B, C nella camera a ionizzazione utilizzata per le sue esperienze. Questa camera cilindrica, dotata di un elettrodo centrale a forma d'asta, aveva un diametro di $7,2 \text{ cm}$ ed un'altezza di $7,5 \text{ cm}$. La lamina attiva occupava la base del cilindro. Si è cercato subito di interpretare la curva ottenuta con un tempo di attivazione di un minuto, per tempi superiori a $t = 30$ minuti, quando l'effetto del radio A scompare; è necessario per questo introdurre un coefficiente v che caratterizza l'attività relativa del radio B e del radio C in condizione di equilibrio di regime con l'emanazione. Si determina poi l'attività dovuta al radio A con la differenza tra la curva sperimentale e quella precedentemente estrapolata, e si fissa così il fattore di intensità μ relativo al radio A , cioè il rapporto tra le attività del radio A e del radio C per l'equilibrio di regime. Si ha

$$\mu = \frac{k_1}{n_1 n_2 k_2} \quad v = \frac{k_2}{n_2 k_3}$$

$$I = n_1 n_2 k_2 \Delta \left(\mu \frac{aA}{\Delta} + \frac{vbB}{n_1 \Delta} + \frac{cC}{n_1 n_2 \Delta} \right)$$

I coefficienti μ e v erano scelti in modo da assicurare l'accordo tra la curva calcolata e quella osservata. La determinazione di questi coefficienti non richiede una grande precisione: da una parte, poiché il radio A decresce troppo rapidamente affinché la parte iniziale della curva sia nota con esattezza; d'altra parte, poiché nella regione utilizzata per la determinazione di v , per $t = 30$ minuti, il rapporto $\frac{bB}{cC}$ non varia molto purché sia facile determinare v quando il valore

di questa costante non è grande. Si trova, per esempio, che le curve ottenute per $\nu = 0,1$, cioè ammettendo che la sostanza B è inattiva. I valori che hanno offerto il miglior risultato per l'interpretazione delle curve ottenute con il dispositivo utilizzato erano:

$$\mu = 0,75 \quad \nu = 0,125$$

Utilizzando questi valori, si otteneva un buon accordo tra la teoria e l'esperienza per l'insieme delle curve ottenute con diversi tempi di attivazione, riguardando la misura l'irraggiamento totale. La curva relativa a $\tau = 150$ minuti differisce poco da quella relativa a $\tau = \infty$.

Le attività relative delle sostanze A, B, C in condizione di equilibrio di regime con l'emanaazione sono quindi date nello strumento di misura utilizzato dai numeri $0,75, 0,125, 1$, che corrisponde alle seguenti percentuali:

<i>Radio A</i>	<i>Radio B</i>	<i>Radio C</i>
40%	6,7%	53,3%

Si constata che i raggi α del radio C sono in questo caso molto meglio utilizzati di quelli del radio A diversamente da quanto avviene con la strumentazione di M. Duane, e ciò deriva dall'aumento del diametro della camera di ionizzazione; il rapporto tra le attività del radio A e del radio C è qui inferiore a 1 e uguale a $0,75$. Come visto in precedenza, il rapporto tra le ionizzazioni dovute al radio B e al radio C , che è uguale a ν per $t = 0$, dopo attivazione satura, cresce col tempo durante la disattivazione divenendo uguale a $0,272$ per $t = \infty$.

Poiché con il dispositivo di M. Schmidt l'irraggiamento dovuto al radio B non è trascurabile, l'irraggiamento totale per $t > 30'$ non è, in questo caso, esattamente rappresentato dalla formula

$$\frac{I}{I'} = 4,27e^{-0,000433t} - 3,27e^{-0,000593t}$$

nella quale I' è l'irraggiamento estrapolato da questa formula per $t = 0$. Si trova, nel caso generale, per il fattore dell'esponenziale e^{-bt} ,

$$K = \frac{k_2 n_1 \frac{a}{a-b} + \frac{k_3 n_1 n_2 a c}{(a-b)(c-b)}}{k_2 n_1 \frac{a}{a-b} + \frac{k_3 n_1 n_2 a c}{(a-b)(c-b)} - \frac{k_3 n_1 n_2 a b}{(a-c)(c-b)}}$$

dove

$$K = \frac{\nu + 3,71}{\nu + 0,87}$$

Di conseguenza il valore di K dipende dall'attività relativa delle sostanze B e C . Ponendo $\nu = 0,125$, si trova $K = 3,85$. Per $\nu = 1$, si avrà $K = 2,52$.

M. Schmidt ha effettuato una serie di esperienze sull'irraggiamento che attraversa schermi assorbenti e che si compone solo dei raggi β e γ . Le curve teoriche corrispondono alla formula

$$I = n_1 n_2 k_3 \Delta \left(\frac{\nu b B}{n_1 \Delta} + \frac{c C}{n_1 n_2 \Delta} \right)$$

Il valore del coefficiente ν dipende dallo spessore dello schermo utilizzato; questo coefficiente era determinato per ottenere il miglior accordo tra la curva ottenuta sperimentalmente per un tempo di esposizione di un minuto e la curva calcolata. La determinazione non richiede una grande precisione. Quando lo spessore dello schermo di alluminio cresce da $0,05 \text{ mm}$ a 2 mm , il valore di ν passa da $1,25$ a $0,1$; l'irraggiamento del radio B diviene quindi sempre meno importante rispetto a quello del radio C . Tuttavia anche per schermi di spessore superiore a 1 mm , sembra intervenire anche l'irraggiamento del radio B e il valore del fattore K rimane inferiore a $4,27$. Questi raggi penetranti del radio B sarebbero influenzati dagli schermi dello stesso tipo di quelli del radio C , poiché il valore di ν non varierebbe più quando lo spessore dello schermo varia tra 1 mm e 2 mm .

Il tempo per il quale è ottenuto il massimo dell'irraggiamento varia da 13 minuti fino a 35 minuti (fig. 168). L'importanza dell'irraggiamento del radio B e del radio C è confrontabile per gli schermi molto sottili (spessore $0,05 \text{ mm}$), se le sostanze sono in equilibrio radioattivo

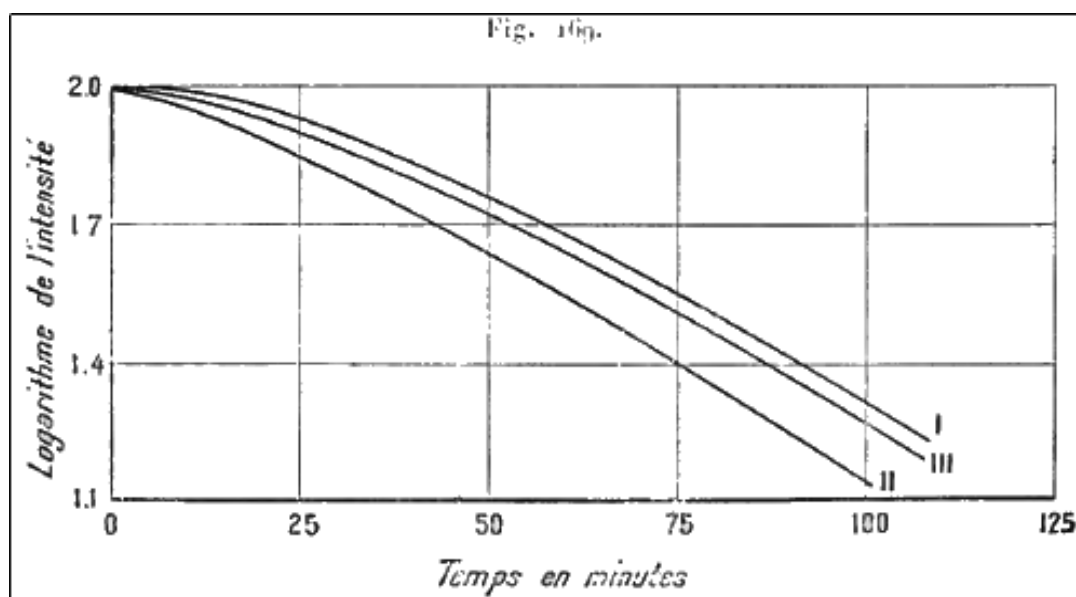
con l'emanazione: ma l'irraggiamento della sostanza B può essere predominante durante la fase dell'evoluzione che segue una breve esposizione breve, poiché allora la sostanza B si trova sul corpo attivato in percentuale ben maggiore della sostanza C .

L'insieme delle esperienze di M. Schmidt porta alla conclusione che la verifica della teoria è soddisfacente, che il radio A si deposita solo sul corpo attivato e si trasforma in radio B , il quale si trasforma a sua volta in radio C . L'attivazione era realizzata in un grande vaso contenente l'emanazione nel quale non si stabiliva un campo elettrico.

L'emissione di raggi da parte del radio B è stata in tal modo evidenziata da M. Bronson che ha constatato che, durante la disattivazione dopo attivazione satura, il rapporto tra l'attività β e quella α , per tempi superiori ai 30 minuti, non è costante ma diminuisce con il tempo, così come deve avvenire se il radio B emette raggi β ; se si elimina mediante riscaldamento la maggior parte del radio B , il rapporto tra le attività α e β rimane costante. Nelle condizioni dell'esperienza la ionizzazione dovuta al radio B era solo tra l'1% e l'1,5% della ionizzazione dovuta ai raggi α del radio C , essendo le due sostanze in equilibrio radioattivo con l'emanazione. La ionizzazione dovuta ai raggi β del radio C costituisce l'1% della ionizzazione dovuta ai raggi α della stessa sostanza.

Per confrontare la teoria con l'esperienza, M. Bronson utilizzò una camera a ionizzazione cilindrico alta 10 cm e del diametro di 5 cm. L'emanazione vi era introdotta e veniva lasciata per un dato tempo, poi era rapidamente tolta. Un'asta assiale serviva da elettrodo; essa poteva essere circondata da uno schermo.

Le curve che rappresentano l'irraggiamento totale presentano un buon accordo con le curve calcolate per le quali si è ammesso che la ionizzazione dovuta al radio B costituisce il 2% della ionizzazione totale dovuta al radio B e C in condizioni di equilibrio radioattivo. Il rapporto tra le attività del radio A e del radio C è nelle stesse condizioni 1,25, valore vicino a quello ottenuto da M. Duane con una camera a ionizzazione di poco differente.



Quando si utilizza l'irraggiamento β (fig. 169), il radio B interviene in modo più efficace. Quando i raggi attraversano 0,05 mm di alluminio, la curva può essere interpretata prendendo 1,2 per il valore del rapporto tra le ionizzazioni dovute al radio B e al radio C in condizioni di equilibrio (curva II); questo numero è in accordo con quello indicato nelle stesse condizioni da M. Schmidt, $v = 1,25$. Quando i raggi attraversano 0,047 cm di piombo, la legge di decadimento risulta modificata, e bisogna porre $v = 0,2$ (curva III). Ci si avvicina allora al risultato che si avrebbe se la sostanza B fosse inattiva (curva I).

Le esperienze descritte tendono tutte a confermare la teoria delle tre sostanze consecutive di cui solo la prima si deposita sul corpo attivo. Si deve tuttavia sottolineare che l'accordo individuale ottenuto da ogni sperimentatore è certamente migliore dell'accordo generale. Le

costanti radioattive utilizzate non sono, infatti, le stesse in ogni caso, e la differenza tra i valori di queste costanti presenta scarti superiori a quelli che sono osservati in ogni serie di esperienze. Ma siccome, oltre a queste costanti, è necessario introdurre i coefficienti dell'attività relativa delle sostanze, il numero dei parametri cresce, e i loro valori possono subire alcune variazioni senza che l'accordo delle curve teoriche con quelle sperimentali venga a cadere.

Ci si può anche chiedere se le condizioni realizzate nelle esperienze sono sempre tali da permettere una verifica esatta della teoria secondo la quale il radio A si deposita solo sui corpi attivati, e se il risultato ottenuto non dipende in certe misure dalle condizioni di attivazione. Sappiamo che il deposito attivo deve essere considerato come formantesi all'interno del gas che contiene l'emanazione; questo racchiude sempre a sua volta radio A, B, C , e il deposito sul corpo attivato può essere costituito da queste tre sostanze, dipendendo la percentuale relativa dal dispositivo sperimentale impiegato. Se così fosse, le curve di disattivazione potrebbero avere, in diversi casi, una forma diversa soprattutto nella parte iniziale della curva.

Bisogna pure evidenziare, in modo generale, che la forma delle curve varia solo di poco con il metodo di attivazione, potendo questo essere fatto in contenitori di forma diversa e impiegando oppure no un campo elettrico. Abbiamo visto che in assenza di campo, in un gas a pressione ordinaria, l'attivazione deve avvenire come conseguenza della diffusione verso le pareti conduttrici delle particelle che, dopo essere state scagliate dentro il gas hanno perso la loro velocità per urti contro le molecole gassose; l'attrazione delle particelle da parte delle pareti è dovuta alla carica delle particelle, carica negativa come provato dalla concentrazione dell'attività al catodo quando l'attivazione si produce in un campo elettrico. Abbiamo pure visto che le curve di disattivazione ottenute, sia con un campo elettrico, sia in assenza dello stesso, in un gas privo di polveri, con diverse concentrazioni dell'emanazione, sono poco diverse e consentono di concludere che, in prima approssimazione, solo il radio A subisce la diffusione verso le pareti e il movimento è dovuto al campo elettrico. Le particelle del radio A sono quindi quelle che devono essere considerate come portatrici di carica negativa. Non deriva da ciò che sia così per tutte queste particelle, e le particelle del radio B e C possono pure essere cariche al momento della loro emissione. Quest'ultimo fatto appare, al contrario, provato dalle esperienze che descriveremo. Ma il gas carico di emanazione contiene a pressione atmosferica un numero di ioni dei due segni che è considerevole rispetto al numero di atomi del radio A, B, C presenti contemporaneamente. Di conseguenza, si deve pensare a fenomeni di ricombinazione tra le particelle del deposito attivo che hanno perso la loro grande velocità iniziale e gli ioni contenuti nel gas; questi fenomeni sono tali da spiegare la legge seguente secondo la quale l'attivazione di una lamina varia in funzione dello spazio libero posto davanti ad essa. Le particelle del deposito attivo possono quindi, da una parte, perdere la loro carica iniziale a causa di una ricombinazione; d'altra parte, possono perdere la loro mobilità a causa di un raggruppamento con particelle simili o con molecole o particelle di diversa natura contenute nel gas. Sia la perdita di cariche che di mobilità possono impedire la diffusione delle particelle verso le pareti solide in presenza o in assenza del campo. È poco probabile che un atomo del deposito attivo emesso con una carica elettrica possa permanere in un gas a pressione atmosferica senza subire un raggruppamento. Si è visto, infatti, che durante la ionizzazione di una molecola di gas, i due frammenti carichi si circondano probabilmente entrambi di una serie di molecole a causa dell'attrazione elettrostatica, ed è sugli ioni così formati che si basa poi il fenomeno di ricombinazione. È possibile che, nel caso di atomi del deposito attivo emessi con carica, l'agglomerazione preceda la ricombinazione e la possa facilitare.

Se per un certo atomo di radio A l'agglomerazione è stato prodotto molto lontano, e se non viene distrutta nel momento in cui questo atomo si trasforma in un atomo di radio B , quest'ultimo, nel momento della sua formazione, si trova nelle condizioni che gli impediscono di intervenire nell'attivazione delle pareti solide, e sarà così anche per l'atomo di radio C che risulterà dalla disintegrazione dell'atomo di radio B , a condizione che l'agglomerazione permanga durante questa seconda trasformazione. Si nota così una causa che può intervenire regolarmente per dare una importanza preponderante al moto verso le pareti solide del solo radio A , essendo

quest'ultimo emesso dalle molecole di emanazione che non sono né cariche né raggruppate. È evidente, d'altronde, che certi atomi di radio *B* possono provenire da atomi di radio *A* che non hanno subito un significativo raggruppamento; se dalla formazione del radio *B*, queste particelle si trovano cariche, potranno subire per un certo tempo il moto di diffusione verso le pareti e anche sottostare all'azione del campo elettrico. Lo stesso fenomeno può avvenire per il radio *C*. Si dovrebbe quindi osservare in certe condizioni il deposito simultaneo del radio *A, B, C* sul corpo attivato; il fenomeno deve dipendere dalla pressione e dalla temperatura del gas, dalla concentrazione dell'emanazione, dallo spazio davanti alla parete che si attiva e dal campo elettrico che esiste in questo spazio. Si pensa, in particolare, che se lo spazio libero davanti alla parete è molto piccolo, per esempio *1 mm*, non rimangono troppi atomi di radio *A* nel gas, e che, di conseguenza, il gas non contiene più radio *B* e *C*, mentre il radio *A* si deposita solo sul corpo attivato. Lo stesso risultato è ottenuto per distanze maggiori in un gas a pressione ridotta.

Le particelle del deposito attivo rappresentano che rappresentano grandi agglomerati non possono depositarsi sulle pareti verticali, ma possono disporsi sulle pareti orizzontali o su quelle inclinate a causa della gravità. Il deposito ottenuto si compone in questo caso di radio *B* e *C*, e le curve di disattivazione sono molto diverse per due superfici attivate orizzontali che trovano durante l'attivazione una di fronte all'altra e di cui uno, girata verso l'alto, riceve il deposito in caduta, mentre l'altra, girata verso il basso, non riceve nulla. Queste grosse particelle soggette alla gravità ma che non intervengono nell'attivazione per diffusione, non si formano in uno spazio gassoso compreso tra due pareti molto ravvicinate, dalle quali il radio *A* è completamente assorbito; è probabile che esse non si formino più in uno spazio in cui agisce un campo elettrico intenso che contribuisce ad estrarre il radio *A* mentre di forma; in quest'ultimo caso, infatti, il fenomeno di caduta del deposito attivo scompare, e non è possibile attribuire tale effetto al trasporto di grosse particelle da parte del campo elettrico in virtù della carica che potrebbero avere; è probabile che la loro stessa formazione sia impedita. Si è visto che in assenza del campo, questi grossi raggruppamenti non si formano in tutti i casi. La loro formazione è tanto più facile quanto la concentrazione dell'emanazione è maggiore, ma sono necessarie altre condizioni anche in un gas perfettamente libero da polveri. La presenza di una piccola quantità di vapore acqueo, insufficiente a saturare il contenitore attivante, determina, come ho mostrato, la formazione di queste particelle pesanti.

Lo scarto ottenuto tra le curve di disattivazione, a seconda che si utilizza o si elimina l'azione della gravità, è molto importante e facile da evidenziare. Scarti di minore importanza sono stati osservati da alcuni sperimentatori in altre condizioni. M. Rutherford indica che con uno stesso tempo di esposizione molto breve in un campo elettrico, l'attività ottenuta sul catodo è inferiore quando si ha avuto cura di sottoporre preliminarmente l'emanazione all'azione del campo elettrico, rispetto a quando tale precauzione è stata trascurata; in quest'ultimo caso una certa quantità di deposito attivo si è potuta accumulare nel gas, e queste particelle possono essere poi trasportate dal campo elettrico verso il corpo attivato. Secondo lo stesso scienziato, la curva di attivazione ottenuta in una camera di ionizzazione nella quale si introduce emanazione del radio non è esattamente complementare alla curva di disattivazione dopo una lunga esposizione, se l'emanazione utilizzata è rimasta per lungo tempo a riposo prima di essere stata trasportata nella camera; si osserva in questo caso che l'emanazione contiene un poco di radio *B* e *C*¹⁴.

Fenomeni analoghi sono stati osservati per l'attivazione da parte dell'emanazione del torio; essi sono favoriti dalla presenza, nel gas, di polveri o di particelle in sospensione.

M. Schmidt¹⁵ ha osservato una piccola differenza tra le curve di disattivazione ottenute per un filo attivato per un tempo breve e con l'applicazione di un campo elettrico, rispetto ad emanazione non sottoposta a tale trattamento. Nel secondo caso la percentuale di radio *B* e *C* era un poco maggiore sul filo attivato.

¹⁴Rutherford, Radioactivity

¹⁵Schmidt, Phys. Zeit., 1908.

Per quanto riguarda le condizioni di attivazione, sarà quindi utile stabilire una *curva di disattivazione normale* rispondente a condizioni perfettamente definite. Le condizioni più favorevoli sembrano essere le seguenti: attivazione senza campo elettrico, con distanza libera molto piccola davanti alla lamina attivata; gas privo di polveri e di umidità; emanazione purificata dal deposito attivo con un campo elettrico immediatamente prima dell'esposizione. L'impiego del campo durante l'attivazione può portare sul corpo attivato il radio *B* e *C* che si trova nel gas.

Malgrado le precauzioni di questo tipo, alcune difficoltà potrebbero ancora manifestarsi. Le lamine che si attivano assorbono un poco di emanazione ed è necessario cercare di aerare nel miglior modo possibile prima dell'esperienza, così come iniziare le misure il più presto possibile; si riduce questo inconveniente impiegando lamine metalliche molto pulite. Il deposito attivo non aderisce completamente al metallo, e si devono prendere precauzioni speciali per asportarlo; la parte utilizzata non deve venire a contatto con nulla.

Infine il fenomeno di espulsione dei costituenti del deposito attivo, in particolare del radio *B*, può disturbare in certa misura i risultati dell'esperienza, soprattutto quando il corpo attivato è dotato di una carica positiva.

5.10. Carica delle particelle del deposito attivo. Dimensione delle particelle

Abbiamo visto che, tra le particelle di radio *A*, ve ne è almeno un certo numero che porta una carica positiva. La presenza di particelle cariche negativamente non è esclusa, anche se si ammette che tutti gli atomi di radio *A* hanno al momento della loro emissione una carica positiva. Se, infatti, una particella materiale è formata attorno ad un atomo di radio *A*, questa particella, dopo essere stata resa neutra per ricombinazione potrà essere attratta di nuovo da uno degli ioni negativi del gas. Questo fenomeno non sembra presentarsi in modo significativo, e il numero di particelle di radio *A* a carica negativa non sembra assumere un valore apprezzabile, forse perché la vita media di questa sostanza è molto breve.

Un filo carico positivamente si attiva in un contenitore attivante dato all'incirca tanto quanto un filo simile non carico; l'attività acquisita costituisce alcuni per cento di quella ottenibile quando il filo è portato ad un elevato potenziale negativo.

Le esperienze fatte sui fili utilizzati come elettrodi non ammettono un'interpretazione semplice. Infatti, il campo elettrico è, in questo caso, molto lontano dall'essere uniforme. In un tale campo tutte le particelle non cariche sospese nel gas si trovano trascinate verso il filo, per qualsiasi verso del campo; un tale fenomeno si produce, per esempio, sulle goccioline di nebbia formatesi in presenza dell'emanazione. Solo le esperienze eseguite in un campo elettrico uniforme permettono di ottenere conclusioni precise, e questa condizione non è, in generale, stata rispettata.

Sembrerebbe naturale ammettere che l'atomo di radio *A* è sempre emesso con una carica positiva. La stessa conclusione è resa probabile per il radio *B* a seguito di esperienze sulla sua emissione da una lamina attiva.

La possibilità di un trasporto di carica elettrica con gli atomi radioattivi emessi deve essere presa in considerazione nelle esperienze fatte per misurare la carica elettrica emessa con le particelle α del deposito attivo del radio.

Si hanno ancora poche informazioni sulle dimensioni delle particelle di deposito attivo contenute nel gas, ed è d'altronde probabile che possano prodursi diversi stadi di agglomerazione. Abbiamo visto che M. Rutherford ha fatto un tentativo di determinazione della mobilità per i veicoli del deposito attivo che trasportano una carica positiva; queste esperienze erano probabilmente relative alle particelle di radio *A* da cui dipende, in generale, il trasporto dell'attività indotta. La mobilità trovata è vicina a quella che possiedono nell'aria i piccoli ioni ordinari. M. Schmidt¹⁶ è giunto alla stessa conclusione dallo studio della legge secondo la quale varia l'intensità dell'attivazione sul catodo di un condensatore in funzione del campo elettrico, a parità

¹⁶Schmidt, Phys. Zeit., 1908.

dei tempi di esposizione. La curva ottenuta ricorda con buona esattezza quella che rappresenta l'intensità della corrente di ionizzazione in funzione del campo nello stesso condensatore contenente emanazione.

Si sono visti prima i risultati delle esperienze di M. Debièrne, che ha studiato con diverse concentrazioni di emanazione, il modo in cui varia l'attività di una lamina in funzione della distanza dalla lamina, per un dato tempo di esposizione. La curva ottenuta si deforma quando la concentrazione dell'emanazione cresce, e questo cambiamento nella forma si può spiegare sia con un raggruppamento crescente, sia per l'importanza crescente della ricombinazione. M. Debièrne ha calcolato che se si tiene conto solo del radio A e se il regime è determinato unicamente dalla velocità della diffusione e da quella della distruzione spontanea, si giunge alla conclusione che una particella che diffonde ha una massa 25000 volte superiore a quella di una molecola di emanazione. Se, tuttavia, si tiene conto della ricombinazione, il risultato deve divenire del tutto diverso, e la grandezza delle particelle che diffondono può essere più piccola, così come indicano i risultati ricordati in precedenza; essa può anche essere indipendente dalla concentrazione dell'emanazione. Non abbiamo ancora dati sufficienti per fissare le dimensioni delle particelle che diffondono, e per decidere i limiti di variabilità di tali dimensioni. È certo solo che le particelle che subiscono la gravità, e la cui formazione non è inevitabile, hanno dimensioni molto più grandi di quelle delle particelle che diffondono verso le pareti. L'ordine di grandezza di queste dimensioni è fornito dalla conoscenza approssimata della velocità di caduta, e anche questa è nota dall'osservazione della distanza limite alla quale l'effetto della gravità svanisce.

La grandezza delle particelle pesanti sembra dipendere dalla quantità di acqua disponibile, e la si può calcolare sapendo che le più piccole particelle osservate hanno un diametro dell'ordine del decimo di micron. È possibile che queste particelle siano formati da agglomerati di molecole di acqua attorno a centri formati da molecole di composti chimici avidi di acqua prodotti in presenza dell'emanazione; le goccioline formatesi possono raccogliere gli atomi di radio B e C che si formano nel gas, a causa di un fenomeno di diffusione. Questo sarebbe allora lo stesso fenomeno che si ritrova nella formazione di nebbie in presenza dell'emanazione, potendo l'aria e il vapore acqueo essere sostituiti in questo caso da altre sostanze.

5.11. Fenomeno di raccolta per il radio A, B, C

Durante la formazione del radio A e B , gli atomi di queste sostanze si trovano scagliati con una velocità considerevole. La prima osservazione relativa a questo fenomeno è già abbastanza datata. Miss Brooks ha osservato che il radio B si comporta come se fosse leggermente volatile a temperatura ordinaria¹⁷. Quando una lamina attivata è racchiusa in un recipiente, un poco di radio B si deposita sulle pareti del contenitore e vi produce una attività la cui natura può essere controllata dalla legge della sua evoluzione. Questo fenomeno si manifesta solo nella fase iniziale della disattivazione, allorché vi è ancora radio A sulla lamina attivata. M. Rutherford ha supposto che non si tratta di una volatilizzazione, ma bensì di una emissione, emettendo il radio A una particelle α , mentre la parte rimanente dell'atomo subisce il corrispondente movimento di rinculo. La espulsione degli atomi del deposito attivo del radio è stata poi chiaramente evidenziata da MM. Russ e Makower¹⁸ le cui esperienze sono state descritte in precedenza e da M. Hahn e M.lle Meitner¹⁹. Le esperienze di Miss Brooks non avevano rivelato l'azione del campo sul fenomeno, ma una tale azione è stata evidenziata da M. Hahn e M.lle Meitner. che hanno mostrato che un disco posto parallelamente di fronte ad una lamina con radio A riceve 100 volte più radio B quando è caricata negativamente che quando lo è positivamente. Gli atomi di radio B portano quindi, come quelli del radio A , una carica positiva. L'effetto del campo è eliminato da una differenza di potenziale di 50V tra la lamina attivata e quella di

¹⁷Miss Brooks, Nature, 1904.

¹⁸Russ e Makover, Proc. Roy. Soc., 1909; Phil. Mag., 1910.

¹⁹Hahn e Meitner, Deutsch. phys. Gesell., 1909.

fronte; gli atomi di radio *B* devono quindi essere fermati nel gas e subiscono poi l'azione del campo elettrico.

Si constata che al contrario in un gas a bassa pressione (2 *cm* di mercurio circa), le particelle emesse non sono molto sensibili ad un campo elettrico intenso e possono raggiungere una lamina caricata positivamente posta di fronte a quella attivata. Misurando in queste condizioni la quantità di radio *B* raccolta da una lamina posta a distanza variabile da quella attivata, M. Wertenstein ha potuto concludere che le particelle del radio *B* hanno in aria un cammino molto ben determinato che varia in ragione inversa alla pressione e che sarà di 0,11 *mm* a pressione atmosferica²⁰. In queste esperienze, le particelle del radio *B* assorbite nel gas non intervengono nell'attivazione della lamina che riceve l'emissione; esse sono portate dal campo elettrico verso la lamina opposta. Esperienze analoghe, effettuate nell'idrogeno, hanno evidenziato l'esistenza di un cammino che sarebbe di circa 0,7 *mm* a pressione atmosferica. Se si pone sulle ascisse la distanza delle lamine e in ordinate la quantità di radio *B* raccolta, si trova che essa decresce secondo una legge approssimativamente lineare al crescere della distanza; una tale legge è conforme all'ipotesi di un cammino determinato, se si suppone che l'emissione delle particelle avvenga indifferentemente in tutte le direzioni. Questo risultato porta a stabilire una analogia tra le proprietà delle particelle α e quelle degli atomi radioattivi emessi.

Gli atomi di radio *B* espulsi possono attraversare uno strato molto sottile di materia solida, per esempio uno strato di argento il cui spessore non supera 20 μm ; l'esperienza può essere eseguita con una lamina attivata sulla quale si determina la formazione di un deposito di argento prima che sia ottenuta la disintegrazione del radio *A*. Il rapporto tra lo spessore limite e il valore del cammino in aria non è lontano dal rapporto tra le densità dell'aria e dell'argento.

Il fenomeno di espulsione del radio *B* offre un metodo semplice per ottenere questa sostanza quasi del tutto priva di radio *C*, almeno per un tempo breve.

Per studiare l'emissione del radio *A*, M. Wertenstein ha misurato l'attività che assume una lamina carica positivamente e posta di fronte ad un'altra lamina ad una data distanza, in un recipiente contenente aria ricca di emanazione ad una pressione di circa 2 *cm* di mercurio. L'attività acquisita cresce con la distanza tra le lamine, prima rapidamente, poi più lentamente. Se l'attivazione fosse dovuta solo all'emissione, si dovrebbe raggiungere una attività limite per una distanza uguale al percorso del radio *A* nelle condizioni sperimentali. In realtà non si osserva un valore limite costante, ma una legge limite di accrescimento lineare, relativamente lento, corrispondente probabilmente ad un meccanismo di attivazione diverso e relativamente poco importante. Se si ammette questa interpretazione, si trova che il cammino del radio *A*, dedotto dalla prima parte della curva, è molto vicino al cammino del radio *B* alla stessa pressione. Secondo la teoria delle trasformazioni radioattive, le masse degli atomi di *A* e *B* sono poco differenti e le velocità di emissione non devono pure differire di molto, poiché le particelle α emesse durante la formazione di questi atomi hanno cammini molto simili. Ammettendo che al momento dell'emissione le quantità di moto iniziali della particella α e dell'atomo radioattivo espulso sono uguali, e attribuendo agli atomi *A* e *B* una massa atomica di circa 200, si trova che la velocità di emissione è circa 50 volte più piccola di quella della particella α ed è, di conseguenza, dell'ordine di $10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$.

Esperienze fatte con una lamina sottile attivata sulla quale non vi è più radio *A* indicano che una quantità molto piccola di radio *C* può raccogliersi sul disco carico negativamente. È quindi possibile che gli atomi di radio *C* siano pure carichi positivamente nel momento della loro formazione. Ma se gli atomi non sono emessi oltre la lamina attivata ad una distanza sufficiente, sono immediatamente riassorbiti da questa per diffusione, e non possono essere trasportati dal campo. È quanto avviene probabilmente nel caso attuale; il radio *B* emette solo raggi β , e quindi il movimento di rinculo della parte rimanente dell'atomo è molto meno importante rispetto a quando viene emessa una particella α la cui energia cinetica supera, in genere, di molto quella di una particella β .

²⁰Wertenstein, Comptes rendus, 1910.

Si osserva in certi casi che una lamina attivata priva di radio *A*, può tuttavia dare luogo non solo ad una emissione di radio *C*, ma anche di radio *B*. Questo fatto è interpretato da MM. Makower e Russ come uno sradicamento del radio *B* da parte degli atomi realmente emessi in virtù del fenomeno di rinculo (atomi *C* o piuttosto atomi *D* che derivano dagli atomi *C* e la cui emissione è più violenta di quella di questi ultimi, poiché accompagna l'emissione di una particella α di grande velocità). Non è tuttavia possibile assegnare al deposito attivo uno spessore uniforme costituito da numerosi strati di molecole; si è quindi portati ad ammettere che questo deposito è disposto sulla lamina in ammassi o in grani distinti.

Ci si può chiedere se gli atomi radioattivi emessi si comportano come raggi dotati di potere ionizzante. Una tale supposizione sembra naturale, per analogia con ciò che avviene per i raggi positivi delle ampole a vuoto. Studiando, a bassa pressione, la ionizzazione prodotta da una lamina attivata, M. Wertenstein ha constatato l'esistenza di un irraggiamento ionizzante estremamente assorbibile che potrebbe essere formato dall'emissione di atomi risultanti dalla disintegrazione del radio *C* (radio *D*). L'azione ionizzante degli atomi radioattivi emessi non sarebbe importante nel gas a pressione atmosferica, ma diverrebbe necessario tenerne conto nelle esperienze fatte a pressioni ridotte.

5.12. Volatilità del radio A, B, C

Abbiamo visto che il radio *B* distilla più facilmente del radio *C*. Mentre quest'ultimo inizia a volatilizzarsi solo verso i 1100° , il radio *B* è fortemente volatilizzato alla temperatura di 600° . Il radio *A* sembra ancora più volatile del radio *B*, come risulta dalle esperienze di M. Duane²¹ relative all'effetto del riscaldamento su un filo attivato per 30 minuti e contenente le tre sostanze, radio *A, B, C*, in percentuali opportune. Si esaminava la legge di evoluzione dell'attività del deposito attivo che rimane sul filo e di quella che distilla sulle pareti del contenitore nel quale è posto il filo, mentre viene riscaldato con corrente elettrica. Si constata che, fino a che non si è raggiunta la temperatura di 300° , l'effetto del riscaldamento è poco sensibile; è il radio *A* che distilla solo in queste condizioni, essendo la curva di disattivazione della sostanza attiva raccolta per distillazione la stessa della curva che si ottiene dopo una esposizione di durata molto breve. Finché non si riscalda al rosso, il radio *A* domina nella sostanza che distilla, ma per un riscaldamento a $700 - 800^\circ$ distilla pure una forte percentuale di radio *B*. La sostanza *A* è quindi più volatile della *B*.

Al di sotto di 150° l'effetto di distillazione è molto piccolo, e la sostanza che distilla si compone di solo radio *B*. Tuttavia la distillazione a temperatura così bassa non si può ottenere per la sostanza *B* se non con un filo attivato che contiene ancora radio *A*; il fenomeno non si produce, se dopo aver attivato un filo, lo si lascia a riposo per 20 minuti prima di iniziare il riscaldamento: questo fenomeno deve quindi essere avvicinato al fenomeno dell'emissione del radio *B* alla temperatura ordinaria, e non è certo che l'innalzamento di temperatura abbia una reale influenza.

Alcune osservazioni tenderebbero tuttavia ad assegnare alla temperatura di volatilizzazione del radio *A* un valore ben più alto. M. Makower ha attivato per 10 minuti un filo riscaldato in un forno contenente emanazione²². Si ammette che la temperatura di volatilizzazione completa del radio *A* venga raggiunta quando il filo non si attiva più. Si trova così che il radio *A* inizia a volatilizzarsi a 800° e che la sua volatilizzazione è completa a 900° . Si trova con lo stesso metodo che la volatilizzazione del radio *C* inizia verso i $700 - 800^\circ$, ma che la temperatura di volatilizzazione completa può dipendere dalla natura del corpo attivato e sembra più elevata con il quarzo (1300°) che con il platino o con il nickel (1200°). Quando un'asta di platino portata ad un potenziale elevato è riscaldata a 900° in un forno contenente emanazione, essa non raccoglie alcun deposito attivo per qualsiasi segno abbia la carica. Quindi anche in queste

²¹Duane, Journal de Physique, 1905.

²²Makover, le Radium, 1909.

condizioni in cui il radio *A* rimane nel gas, non vi è radio *C* in quantità apprezzabile, meno volatile, sull'asta.

I fenomeni di attivazione debole a temperatura poco elevata in presenza di un corpo attivato che si scalda possono essere prodotti dall'emanazione racchiusa in questo corpo; si può, pertanto, ottenere una valutazione troppo poco elevata della temperatura di volatilizzazione del radio *A*. D'altra parte l'attivazione a caldo in presenza dell'emanazione è un fenomeno complesso che fa intervenire la mobilità delle particelle del deposito attivo, e ciò può diminuire con l'innalzarsi della temperatura.

5.13. Effetto della temperatura sulla costante radioattiva del radio *C*

Nelle loro esperienze relative all'effetto di riscaldamento sul deposito attivo, P. Curie e M. Danne sono stati portati ad ammettere che la costante del radio *C* subisce un'influenza dal riscaldamento. Questa interpretazione dei risultati sperimentali è stata discussa da M. Bronson e da M. Schmidt che hanno mostrato, come visto in precedenza, che la conclusione indicata non è necessaria. La questione presenta un grande interesse, poiché le costanti radioattive si sono mostrate, finora, indipendenti dalla temperatura, e in caso contrario ciò rappresenterebbe un fatto di grande importanza.

M. Bronson non ha potuto constatare alcun effetto di questo tipo. MM. Makower e Russ²³, al contrario, sottoponendo ad un intenso riscaldamento un tubo di quarzo contenente emanazione o un filo attivato, hanno constatato effetti che hanno attribuito all'azione della temperatura sul deposito attivo. Il tubo attivo agiva tramite il suo irraggiamento esterno su una camera a ionizzazione mediante la quale si misurava l'attività. Se il tubo conteneva emanazione, l'attività dopo un riscaldamento di un'ora si riduceva del 6%; questa riduzione non inficia la legge di decadimento dell'emanazione, poiché, da 2 a 3 ore dopo la fine del riscaldamento, l'irraggiamento riprendeva il valore normale dedotto da questa legge. Confrontando la legge di variazione dell'attività per due fili attivati entro tubi sigillati di quarzo di cui uno era riscaldato a 1000° mentre l'altro non veniva riscaldato, si è constatata una diminuzione dell'attività a causa del riscaldamento e una alterazione della legge di decrescenza. Risultati dello stesso tipo sono stati ottenuti da M. Engler²⁴ che ha pure osservato piccole variazioni di attività per i fili attivati inseriti in contenitori chiusi e sottoposti all'azione di una elevata temperatura.

Le esperienze di M. Schmidt²⁵ sono, al contrario sfavorevoli all'esistenza di un fenomeno di questo tipo nei limiti di precisione sperimentale. Si operava sia con il deposito attivo, sia con radio *C* preparato tramite deposito sul nickel in una soluzione cloridrica del deposito attivo. I corpi attivati erano sigillati in tubi di quarzo e riscaldati in un forno elettrico. Non è stata osservata alcuna variazione fino alla temperatura di 1500° quando la misura dell'irraggiamento era fatto utilizzando raggi γ . Ma utilizzando i raggi β del tubo riscaldato, si constatava una diminuzione di attività simile a quella evidenziata da altri osservatori.

Se la variazione si evidenzia sui raggi β e non sui γ , non può provenire da una modifica delle costanti radioattive. È piuttosto verosimile che derivi da cause di importanza secondaria, come una penetrazione possibile del deposito attivo nel quarzo in conseguenza di un fenomeno di diffusione la cui importanza aumenterebbe con la temperatura, o ancora tramite una modifica nel potere di penetrazione del quarzo a causa di una sua alterazione a temperatura elevata.

5.14. Ionizzazione prodotta dall'emanazione e radioattività indotta

Il numero di ioni prodotto dalla sola emanazione in una camera a ionizzazione dipende non solo dalla quantità di emanazione contenuta nella camera, ma anche dalla forma e dalle dimensioni della stessa. Se si ottiene la corrente di saturazione, la sua intensità aumenta, per

²³Makower e Russ, *Le Radium*, 1907.

²⁴Engler, *Ann. d. Phys.*, 1908.

²⁵Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1908 (due Memorie).

contenitori di forma simile, con le loro dimensioni, poiché i raggi emessi dall'emanazione si trovano meglio utilizzati in recipienti nei quali sono assorbiti dal gas piuttosto che dalle pareti.

Esperienze quantitative a tale scopo sono state fatte da M. Duane²⁶. Questo fisico ha ammesso che la radiazione assorbita dalla parete e la radiazione secondaria che ne può derivare, sono proporzionali alla densità dell'emanazione e alla grandezza della superficie. In queste condizioni, l'intensità di corrente i ottenuta in un data camera è espressa dalla formula

$$(5.14.1) \quad i = I \left(1 - k \frac{s}{v} \right)$$

dove v indica il volume della camera in centimetri cubi, s la superficie delle pareti in centimetri quadrati, k un coefficiente costante e I la corrente che si otterrebbe con la stessa quantità di emanazione, se tutti i raggi emessi fossero completamente utilizzati. L'esperienza consisteva nel confrontare le correnti di saturazione ottenute con una stessa quantità di emanazione in tre camere cilindriche con le seguenti dimensioni:

Altezza	58,6 cm	23,9 cm	12,6 cm
Diametro	33,4 cm	10,83 cm	6,7 cm

Si è trovato che queste correnti possono essere rappresentate dalla formula precedente, nella quale si pone

$$k = 0,52 \text{ cm}$$

La formula non può verificarsi per piccoli volumi per i quali darebbe una corrente negativa. Esse deve tuttavia applicarsi, almeno approssimativamente, finché la più piccola delle dimensioni della camera è superiore al cammino delle particelle α dell'emanazione nel gas interno alla camera. Quando tale condizione non è più verificata, il coefficiente k deve evidentemente diminuire. Si può ammettere che l'emanazione emette solo raggi α , che vengono assorbiti dalle pareti senza produrre raggi secondari in grado di ionizzare i gas.

La formula indicata permette di calcolare la corrente di saturazione limite I che potrebbe fornire una certa quantità di emanazione i cui raggi saranno completamente utilizzati, conoscendo la corrente di saturazione prodotta da questa stessa quantità di emanazione in una camera le cui dimensioni sono note. Si trova, per esempio, riferendosi alle misure descritte in precedenza, che l'emanazione emessa in un'ora da un grammo di radio produce, in una camera cilindrica di 12,5 cm di altezza e del diametro di 6,7 cm, una corrente massima uguale a $2,62 \cdot 10^4 \text{ u.e.s.}$ D'altra parte, nello stesso strumento, la corrente dovuta alla sola emanazione costituisce il 43% della corrente massima; si ha pertanto il valore $i = 1,126 \cdot 10^4 \text{ u.e.s.}$

Se ne deduce $I = 1,86 \cdot 10^4 \text{ u.e.s.}$ e la corrente prodotta dall'emanazione satura di un grammo di radio avrebbe il valore $1,86 \cdot 10^4 \times 133,2$; cioè $2,5 \cdot 10^6 \text{ u.e.s.}$

Se, d'altra parte, si ammette che l'emanazione satura di un grammo di radio emette al secondo un numero di particelle α uguale a $3,4 \cdot 10^{10}$ e che ogni particella α produce $1,75 \cdot 10^5$ ioni, essendo la carica di ogni ione $4,7 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.}$, si trova per la corrente che si può ottenere con questa quantità di emanazione, indipendentemente dalla radioattività indotta che l'accompagna, il valore $2,8 \cdot 10^6 \text{ u.e.s.}$ Questo numero è molto vicino a quello derivante dalla misura della corrente, e lo scarto può essere attribuito alla conoscenza imperfetta dei numerosi dati che sono intervenuti.

Se si utilizzano i dati numerici precedenti, la formula 5.8.1 permette di effettuare il dosaggio dell'emanazione con la corrente iniziale che essa produce in una camera di ionizzazione di forma qualsiasi. Se si prende come *unità di emanazione* la quantità emessa in un secondo da un grammo di radio, la quantità x di emanazione che produce una corrente iniziale di i u.e.s è data dalla formula

$$x = \frac{i}{5,2 \left(1 - 0,52 \frac{s}{v} \right)}$$

²⁶Duane, Comptes rendus, 1905.

La misura della corrente iniziale presenta alcune difficoltà ed è più comodo misurare la corrente massima i_m che è raggiunta 3 ore dopo l'introduzione dell'emanazione. MM. Duane e Laborde²⁷ hanno mostrato che la quantità di emanazione può essere anche determinata dalla misura di i_m ; la formula utilizzata per tener conto della forma della camera è in questo caso la seguente:

$$x = \frac{i_m}{13,1 \left(1 - 0,52 \frac{x}{v}\right)}$$

Quando l'emanazione è dispersa nello spazio tra i due piatti paralleli, la corrente i dovuta alla sola emanazione è ben rappresentata in funzione della distanza tra i piatti d dalla formula

$$i = i' \left[d - \frac{1}{\mu} \left(1 - e^{-\mu d}\right) \right]$$

Questa formula è ottenuta supponendo che l'irraggiamento dell'emanazione è assorbita dal gas secondo una legge esponenziale caratterizzata dal coefficiente μ e che i' è la corrente che fornirebbe l'emanazione distribuita su 1 cm di altezza, se il suo irraggiamento fosse interamente utilizzato. Si trova approssimativamente $\mu = 1$ per l'aria a pressione atmosferica.

5.15. Irraggiamento del deposito attivo. Natura complessa del radio C. Raggi β del radio.

Abbiamo visto che il radio A sembra emettere solo raggi α , e che il loro cammino nell'aria a pressione atmosferica è uguale a 4,83 cm. Non è facile verificare se tale sostanza emette pure raggi β molto assorbibili. Il radio C emette raggi α, β, γ , essendo il cammino dei raggi α uguale a 7,06 cm. Il radio B produce un irraggiamento assorbibile come testimoniato dalle esperienze descritte in precedenza.

La natura dei raggi del radio B è stata evidenziata da M. Schmidt²⁸ per mezzo di un diaframma a comparti paralleli analogo a quello utilizzato per rivelare la deviazione magnetica dei raggi α (fig. 117), ma avente le i comparti più allargati. Una lastra attivata per un periodo molto breve fungeva da sorgente, e i raggi α erano soppressi da uno schermo di spessore minimo. Stabilendo un campo magnetico che deviava i raggi verso gli scompartimenti, si osservava una diminuzione dell'irraggiamento oltre il diaframma; il valore della diminuzione dipendeva dal verso del campo, e si poteva concludere che si trattava di raggi β . La percentuale di raggi deviati dal radio B e dal radio C era valutabile in base alla forma delle curve di disattivazione, ottenute con o senza campo magnetico, e si è così trovato che i raggi del radio B sono in media più deviabili dei raggi β del radio C.

Lo studio dell'assorbimento dei raggi β del radio C isolato mediante elettrolisi ha mostrato che il coefficiente di assorbimento tende a diminuire al crescere dello spessore del materiale attraversato. Questo coefficiente sembra tendere verso un valore costante, e si trova al limite circa $\mu = 13$ per l'alluminio. Secondo M. Schmidt l'irraggiamento si può considerare come composto di due gruppi omogenei i cui coefficienti di assorbimento per l'alluminio sono rispettivamente 53 e 13. Il coefficiente di assorbimento dei raggi β del radio B era dedotto dal confronto tra i risultati ottenuti sul radio C puro e quelli ottenuti per mezzo di una lamina attivata contenente le due sostanze; l'irraggiamento dovuto al radio B sembra pure eterogeneo; il coefficiente di assorbimento medio per l'alluminio è vicino a 80. Le curve che rappresentano il logaritmo dell'irraggiamento in funzione dello spessore di alluminio attraversato sono state riprodotte nella figura 110.

M. Duane²⁹ ha studiato l'emissione di carica elettrica dal deposito attivo del radio e ne ha concluso che il radio B produce una emissione di elettroni lenti e di raggi β . Lo strumento era composto da due elettrodi cilindrici coassiali molto vicini; l'elettrodo interno che portava il deposito attivo era collegato all'elettrometro. Nell'apparecchio era ottenuto un buon vuoto

²⁷Duane e Laborde, Le Radium, 1910.

²⁸Schmidt, Ann. d. Phys., 1906.

²⁹Duane, Le Radium, 1908.

e, grazie al piccolo spazio condiviso tra gli elettrodi, si ammetteva che la ionizzazione del gas residuo non produceva alcuna corrente apprezzabile quando l'elettrodo esterno era portato ad un potenziale V variabile. Si misurava la corrente con un piccolo valore di V , cioè, per esempio, $2,2 \text{ volt}$; si verificava che il verso della corrente di carica dell'elettrometro dipende dal segno di V . Se $V > 0$, l'elettrodo si carica negativamente, ma la corrente di carica i_2 è molto minore di i_1 in valore assoluto. Se l'elettrodo esterno è collegato a terra, si ottiene una corrente di carica positiva più piccola di i_1 e corrispondente non più a un campo nullo, ma al campo creato dalla forza elettromotrice di contatto tra elettrodo. La semisomma delle correnti i_1 e i_2 è poco diversa dalla corrente positiva ottenuta quando l'elettrodo interno è collegato a terra, e M. Duane ha ammesso che è questa semisomma che misura l'emissione di carica negativa inviata dall'elettrodo esterno a causa della diffusione di raggi primari o di emissione di raggi secondari.

Le cariche emesse sono molto sensibili all'azione del campo elettrico, ciò che prova che ve ne sono molte la cui velocità di emissione è piccola. Queste cariche sembrano essere emesse in quantità quasi uguale dalle superfici dei due elettrodi, e possono rappresentare, secondo M. Duane, i raggi β secondari emessi sui due elettrodi dall'urto dei raggi α o dei raggi β di grande velocità.

La legge di decadimento con il tempo per la carica emessa dall'elettrodo non corrisponde a quella di decrescenza della ionizzazione ottenuta nello stesso strumento quando si ristabilisce la pressione atmosferica; nessuna delle due curve è in accordo con l'ipotesi che il radio B è inattivo, ma la prima delle due presenta uno scostamento più importante della seconda. La curva che rappresenta la variazione della carica corrisponde piuttosto alla sovrapposizione del radio B e C emettenti ciascuno la stessa quantità di elettricità negativa per secondo, quando sono in equilibrio radioattivo con l'emanazione.

Il rapporto tra le correnti ottenute con i due versi del campo elettrico dipende dal metallo degli elettrodi. Tra le cariche emesse alcune sono arrestate da una differenza di potenziale inferiore a $40V$. Esaminando l'effetto di un campo magnetico parallelo all'asse degli elettrodi, si può valutare la velocità con la quale si spostano le cariche negative. Questa velocità è dell'ordine di $4 \cdot 10^8 \frac{cm}{s}$; gli elettroni osservati sono quindi elettroni lenti.

Il numero di elettroni può essere confrontato con il numero di particelle α emesse nello stesso tempo dal deposito attivo. Per questo si determina da una parte la corrente di carica nel vuoto, e dall'altra la corrente di ionizzazione ottenuta con lo stesso elettrodo attivo in un grande volume d'aria. Il rapporto tra la seconda e la prima corrente era circa 3600. Ammettendo che il numero di ioni per particella sia circa 200000 se ne conclude che il numero degli elettroni lenti è superiore a $\frac{200000}{3600}$, cioè a 60. Le esperienze tendono a dimostrare che l'emissione di una particella α è accompagnata dall'emissione di un numero considerevole di elettroni lenti.

Dalle esperienze recenti fatte da M. Hahn e M. Meitner risulta che il radio C è probabilmente una sostanza complessa³⁰. Utilizzando un piatto ricoperto di radio C separato mediante elettrolisi, si può ottenere su un piatto disposto di fronte una debole attivazione per emissione; l'attività della sostanza emessa scompare dopo alcuni minuti, e sembra probabile che questa sostanza sia la sorgente dei raggi α , mentre la sostanza caratterizzata dal periodo di 19,5 minuti emette solo raggi β . Questo modo di vedere è in accordo con la teoria secondo la quale una sostanza radioattiva semplice può emettere solo una specie di raggi.

Secondo gli stessi autori i raggi β del radio non provengono interamente dal deposito attivo; il radio al minimo di attività produce pure una debole emissione di raggi β molto assorbibili che si può osservare utilizzando un sale privo il più possibile di emanazione e deposito attivo, per effetto di un riscaldamento intenso e prolungato. L'intensità di questo irraggiamento è dell'ordine dell'1% di quello β emesso dal radio in equilibrio radioattivo: il coefficiente di assorbimento per l'alluminio è dell'ordine di 300. La presenza di raggi β e α nell'emissione del radio porterebbe a pensare che questa sostanza sia complessa. Alcuni fatti sperimentali sono a favore di tale ipotesi.

³⁰O. Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1909.

La serie dei discendenti del radio la cui evoluzione è relativamente rapida comprende l'emanazione, il radio A , il radio B e il radio C . Si trova il prolungamento di tale serie nello studio della radioattività indotta ad evoluzione lenta.

5.16. Legge di evoluzione dell'attività indotta restante del radio. Radio D, E, F . Loro relazione con il radiopiombo e il polonio

Abbiamo visto che dopo una lunga attivazione in presenza di una emanazione concentrata, il corpo attivo manifesta, dopo la scomparsa della radioattività indotta composta di radio A, B, C , un residuo di attività di diversa natura. Essa va, infatti, aumentando in funzione del tempo, secondo una legge di variazione lenta. Lo studio di questa attività residua è stato fatto da M. Rutherford³¹, il quale ha mostrato che il residuo è di natura complessa e si compone di parecchie sostanze radioattive. In particolare l'evoluzione dell'attività dovuta ai raggi β non era la stessa di quella dell'attività dovuta ai raggi α . L'intensità dell'irraggiamento β aumentava con il tempo, ma tendeva verso un limite costante che era raggiunto dopo un mese. Al contrario, l'intensità dell'irraggiamento α continuava a crescere per 18 mesi, e si constatava una diminuzione della velocità di accrescimento indicante il raggiungimento di un limite dopo qualche tempo.

L'accrescimento dell'intensità dei raggi β avveniva secondo la legge

$$I = I_{\infty} \left(1 - e^{-\lambda t} \right) \quad \text{con } \lambda = 0,115 \text{ giorno}^{-1}$$

questa legge si interpreta ammettendo che la sostanza che produce l'emissione di raggi β si forma con un flusso costante e che si dimezza in circa 6 giorni.

Riscaldando la lamina attiva, M. Rutherford ha trovato che al sopra di 1000° la materia che fornisce i raggi α è volatilizzata, mentre quella che emette i β si volatilizza molto più difficilmente. Tuttavia, dopo un riscaldamento a 1000° , l'intensità dell'irraggiamento β non è più costante, ma dimezza in 4,5 giorni. Se ne conclude che la sostanza che produce i raggi β è a sua volta prodotta da un'altra sostanza che si volatilizza al di sotto dei 1000° e che evolve molto lentamente.

Le tre sostanze sono state indicate con le lettere D, E, F , essendo il radio D la sostanza la cui vita media è molto lunga e che produce il radio E , sorgente di raggi β ; il radio F è la sostanza che emette i raggi α .

M. Rutherford ha mostrato che trattando una lamina di platino, che porta la radioattività residua, con una soluzione di acido solforico, si dissolve l'attività, la quale può poi essere concentrata per evaporazione. Se in una soluzione del deposito attivo si immerge una placca di bismuto, si ottiene su di essa solo un deposito di sostanza F , e si constata che questa sostanza dimezza in 143 giorni. La sostanza F è prodotta direttamente dalla sostanza E ; se, infatti, si è eliminato per riscaldamento il radio D e il radio F da una placca attivata, l'irraggiamento α di tale placca, inizialmente nullo, si manifesta di nuovo contemporaneamente alla decrescenza dell'irraggiamento β . Si può quindi ammettere che le sostanze D, E, F sono consecutive.

M. Rutherford ha avanzato l'ipotesi che queste sostanze debbano trovarsi accumulate nei minerali contenenti radio, e ha cercato di identificarle con le sostanze radioattive note. In particolare, ha constatato che la legge di decrescenza del radio F si avvicina a quella del polonio. Inoltre, si sapeva che l'attività del piombo estratto dalla pechblenda sembra costante, e che è dovuta ad un irraggiamento che sembra della stessa natura di quello del polonio. M. Rutherford ne ha concluso che il radio D è la sostanza che, trovandosi separata con il piombo, produce continuamente radio E e F . Queste previsioni sono state pienamente giustificate e hanno permesso di interpretare l'insieme delle informazioni che si possedevano sul piombo radioattivo. M. Debierne aveva mostrato che trattando il piombo radioattivo se ne poteva estrarre del polonio; MM. Hofmann, Gonder e Wölfl, immergendo lamine metalliche in una soluzione di

³¹Rutherford, Phil. Mag., 1904; Nature, 1905.

piombo radioattivo, ne hanno estratto due costituenti radioattivi, probabilmente il radio *E* e *F*. I prodotti ottenuti in precedenza da MM. Hofmann e Strauss dovevano essere ricchi di polonio.

Nello spettro del radiopiombo, Demarçay non ha visto nuove righe ed è probabile che il radio *D*, il radio *E* e il radio *F* si trovino presenti in quantità minime. L'esattezza della teoria di M. Rutherford è stata dimostrata dalle esperienze di MM. Meyer e von Schweidler³² che hanno studiato in modo comparativo l'irraggiamento del piombo radioattivo e l'attività indotta residua del radio. Hanno constatato che la sostanza che emette raggi α nel radiopiombo e che può esserne separata, è caratterizzata dalla stessa legge di decadimento di quella osservata per il polonio; e che avviene secondo una legge caratterizzata dalla stessa costante radioattiva che aumenta l'irraggiamento α del deposito attivo residuo. Un'analogia verifica è stata fatta per la sostanza che emette i raggi β . Per separare il radio *E* ed *F*, si immergevano delle lamine metalliche nelle soluzioni di piombo radioattivo e se ne studiava l'attività in raggi α e β , sottoponendole in alcuni casi a un riscaldamento a temperatura elevata. È pure utilizzata la separazione per elettrolisi.

5.17. Radio *D*. Tentativo di determinazione di periodo e proprietà

Il radio *D* non sembra attivo. Si ottiene cloruro di piombo praticamente inattivo, seguendo il procedimento di M. Debiere, che consiste nel lasciar cristallizzare per raffreddamento una soluzione calda di questo cloruro; ripetendo questa operazione sui cristalli raffreddati, si ottiene dopo qualche cristallizzazione un cloruro la cui attività, molto debole all'inizio, aumenta poi in funzione del tempo sia in raggi α che β , e ci si può assicurare che l'attività iniziale è molto poco importante rispetto a quella che si sviluppa in seguito. Se quindi il radio *D* possiede un irraggiamento, questo è molto debole e probabilmente molto assorbibile. La costante radioattiva del radio *D* è ancora mal conosciuta. Per determinarla, bisognerebbe osservare la legge di decadimento dell'attività del radiopiombo quando si trova in equilibrio di regime radioattivo con il radio *E* e il radio *F*. Le serie di esperienze iniziate a tale scopo non hanno ancora dato i risultati cercati e hanno mostrato soltanto che il massimo dell'attività totale è raggiunto in due anni dopo la separazione del radiopiombo privato del radio *E* e del radio *F*. Anche il massimo dell'attività totale del deposito attivo residuo è raggiunto dopo due anni dal termine dell'attivazione.

Se consideriamo il radio *D*, inizialmente deprivato del radio *E* e *F*, e impieghiamo notazioni analoghe a quelle già utilizzate, le quantità delle tre sostanze sono date in funzione del tempo dalle seguenti formule:

$$\begin{aligned} D &= D_0 e^{-dt} \\ E &= \frac{n_1 d D_0}{\varepsilon - d} (e^{-dt} - e^{-\varepsilon t}) \\ F &= n_1 n_2 D_0 \varepsilon d \left[\frac{e^{-dt}}{(\varepsilon - d)(f - d)} - \frac{e^{-\varepsilon t}}{(\varepsilon - d)(f - \varepsilon)} + \frac{e^{-ft}}{(f - d)(f - \varepsilon)} \right] \end{aligned}$$

essendo d, ε, f le costanti radioattive rispettivamente del radio *D, E, F*.

Dopo un tempo t sufficientemente grande, *E* ed *F* decrescono secondo la legge esponenziale che caratterizza la sostanza *D*, e questo risultato è raggiunto per la sostanza *E* prima di essere raggiunto per la sostanza *F*.

M. Rutherford ha cercato di determinare la costante d per via indiretta per mezzo del seguente ragionamento: Sia N il numero di particelle β emesse per secondo dal radio *C* che è in equilibrio con una certa quantità di emanazione; questa quantità di emanazione emetterà per tutta la durata della sua vita un numero di particelle β uguale a $\frac{N}{\lambda}$, dove λ è la costante dell'emanazione. Ammettiamo che questo numero sia anche quello degli atomi di radio *D* formati. Quando questo sarà in equilibrio con il radio *E*, emetterà per secondo un numero N di particelle β uguale a $\frac{dN}{\lambda}$, se si ammette che un atomo di radio *D* formi un solo atomo di

³²Meyer e Schweidler, Acad. Vienne, 1905.

radio *E* la cui disintegrazione comporta l'emissione di una sola particella β . Si avrà quindi

$$N' = d \frac{N}{\lambda} \quad \frac{N}{N'} = \frac{\lambda}{\lambda'}$$

Misurando, nello stesso strumento, l'intensità dell'irraggiamento β del radio *C* e del radio *E* che ne risulta secondo la precedente teoria, M. Rutherford ha valutato in circa 40 anni il periodo di dimezzamento per il radio *D*.

MM. Meyer e von Schweidler³³ hanno utilizzato un metodo analogo. Supponiamo che il radio *D* sia deposto con una velocità costante Δ sul corpo che si attiva; tale sarà il caso se il corpo è esposto all'azione di una emanazione di concentrazione costante. Le quantità delle sostanze *D, E, F* che esisteranno dopo un tempo τ sui corpi attivati sono le seguenti:

$$\begin{aligned} D &= \frac{\Delta}{d} (1 - e^{-d\tau}) \\ E &= n_1 \frac{\Delta}{\varepsilon} \left(\frac{d}{\varepsilon-d} e^{-\varepsilon\tau} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon-d} e^{-d\tau} + 1 \right) \\ F &= \frac{n_1 n_2 \Delta}{f} \left[\frac{d\varepsilon}{(\varepsilon-f)(f-d)} e^{-f\tau} - \frac{\varepsilon f}{(\varepsilon-d)(f-d)} e^{-d\tau} - \frac{df}{(\varepsilon-d)(\varepsilon-f)} e^{-\varepsilon\tau} + 1 \right] \end{aligned}$$

Siccome *d* ha un valore molto piccolo, si può per valori di τ non troppo grandi, sostituire $e^{-d\tau}$ con $1 - d\tau$; inoltre si può trascurare *d* rispetto a ε e a *f*, così come ε rispetto a *f*. Supponiamo che ogni atomo di una sostanza produca solo un atomo della sostanza successiva, e ciò porta a porre $n_1 = n_2 = 1$. Scegliamo infine il tempo τ in modo tale che l'esponenziale $e^{-\varepsilon\tau}$ sia trascurabile; questa condizione si potrà realizzare per un tempo di qualche mese per il quale l'esponenziale $e^{-d\tau}$ è ancora vicino ad 1.

Si trova in queste condizioni

$$\begin{aligned} D_\tau &= \Delta\tau = D_\infty d\tau \\ E_\tau &= \frac{\Delta}{\varepsilon} d\tau = E_\infty d\tau \\ F_\tau &= \frac{\Delta}{f} d\tau \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau} \right) = F_\infty d\tau \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau} \right) \end{aligned}$$

Si può avanzare con M. Rutherford l'ipotesi che l'irraggiamento β emesso dal radio *C* e dal radio *E* che sono in equilibrio con una quantità costante di radio, comporti l'emissione di un ugual numero di particelle al secondo, e che l'effetto ionizzante di ogni particella nello stesso strumento sia lo stesso. Questa ipotesi non è certamente molto esatta, poiché i raggi β del radio *C* e quelli del radio *E* non hanno lo stesso potere di penetrazione, ma è difficile tener conto di questa circostanza. Astraendo dallo scarto che ne deriva, si può scrivere, per l'irraggiamento del radio *C* ed *E* al tempo τ ,

$$I_\beta(C) = I_\beta(E_\tau) \frac{1}{d\tau}$$

Per quanto riguarda l'irraggiamento α si può pure ammettere che il numero di particelle emesse al secondo è lo stesso per il radio *C* e *F* in equilibrio radioattivo con il radio; ma ci si avvicina di più alla verità ammettendo che l'effetto ionizzante di una particella è proporzionale al suo cammino che ammettendo che è lo stesso in entrambi i casi. Si può quindi scrivere

$$\begin{aligned} \frac{J_\alpha(F_\infty)}{I_\alpha(C)} &= \frac{3,86}{7,06} = 0,613 \\ I_\alpha(C) &= I_\alpha(F_\tau) \frac{1}{0,613\tau d} \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau} \right) \\ I_\alpha(C) &= \frac{I_\alpha(F_\tau)}{0,613\tau d \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau} \right)} \end{aligned}$$

Le esperienze erano effettuate nel modo seguente. Una lastra di platino era attivata per 264 giorni in un contenitore chiuso in presenza di 0,5 g di bromuro di bario radifero contenente il 60% di bromuro di radio. Dopo questo tempo si toglieva la placca, e si misurava l'irraggiamento prima 25 minuti dopo la fine dell'esposizione, poi 24 ore dopo la fine dell'esposizione. La seconda misura forniva l'irraggiamento del radio *E* presente sulla lastra; l'irraggiamento del radio *C* era dedotto per differenza ed estrapolato per il momento iniziale della disattivazione. Il valore

³³Meyer e von Schweidler, Phys. Zeit., 1907.

trovato per *d* porta a uno stesso valore di 35,7 anni per il periodo di dimezzamento quando si utilizza l'irraggiamento β e a un periodo di soli 12 anni quando si utilizza l'irraggiamento α . Questo secondo valore era considerato come il più corretto, potendosi spiegare la differenza del numero ottenuto per la misura dell'irraggiamento β con l'ipotesi che il radio *C* è una sostanza complessa che emette più di un gruppo di raggi β , corrispondendo ogni gruppo ad una sostanza radioattiva semplice.

Osservando per mezzo del numero di scintillazioni prodotte l'accrescimento del radio *F* a partire da una quantità data di emanazione, M. Antonoff ha ottenuto per il periodo del radio *D* un valore di circa 16,5 anni³⁴.

Il radio *D* è portato dal piombo che si estrae dalla pechblenda. Non si è ancora riusciti ad ottenerlo allo stato concentrato in modo da tentare di isolarlo. Il progresso della concentrazione è difficile da seguire, poiché la sostanza non è attiva da sé e l'attività limite in raggi penetranti si raggiunge dopo un mese, mentre l'attività in raggi α richiede ancora più tempo per svilupparsi completamente. D'altra parte, i procedimenti che si utilizzano per concentrare il radio *D* hanno, in generale, l'effetto di concentrare il radio *E* e *F* nelle diverse fasi del trattamento; il valore limite che è in seguito raggiunto per queste sostanze può quindi solo caratterizzare la percentuale di radio *D*.

Tentativi di concentrazione del radio *D* sono stati descritti da diversi autori³⁵³⁶. Ecco alcuni dei risultati ottenuti: nel momento della cristallizzazione di cloruro di piombo radioattivo in soluzione acquosa o cloridrica, il radio *D* si concentra nei cristalli. Nella distillazione del cloruro in presenza del cloruro di ammonio, il radio *D* si concentra nella parte più volatile. Quando si fa agire dello zinco sul cloruro fuso, il radio *D* si accumula nel metallo. Precipitando la soluzione del cloruro con l'iposolfito di sodio, si ottiene la produzione del radio *D* con il precipitato formato all'inizio, e si può così ottenere piombo radioattivo da 5 a 7 volte più ricco in radio *D* di quello utilizzato inizialmente. Un buon risultato è ottenuto trasformando il cloruro in tetrafenilpiombo che cristallizza privo di radio *D*. Si può così ottenere un sale la cui attività limite in raggi α è 200 volte maggiore di quella dell'uranio, ma la reazione non è molto semplice per poter servire come procedimento di frazionamento regolare.

Il radio *D* è portato con il bario nella precipitazione di quest'ultimo con l'acido solforico; può così essere separato dal radio *E* e dal radio *F* che rimangono in soluzione³⁷.

Radio *E*₁ e *E*₂. Radio *F*

Il radio *E* è una sostanza che emette raggi β particolarmente omogenei il cui coefficiente di assorbimento da parte dell'alluminio è circa $\mu = 44$. Sembra esserci pure un debole irraggiamento γ ; il coefficiente di assorbimento per il piombo è uguale a 0,8³⁸ e l'intensità è solo lo 0,016% di quello β . Il radio *E* non è volatile a 1000°.

MM. Meyer e von Schweidler³⁹ hanno ottenuto per il decadimento del radio *E* periodi variabili con le condizioni sperimentali. Ne hanno concluso che tra il radio *D* e *F* esistono due sostanze intermedie; il radio *E*₁ e il radio *E*₂. La sostanza *E*₁ sarà inattiva, volatile al rosso e solubile nell'acido acetico a caldo; avrebbe un periodo da 6 a 6,5 giorni. La sostanza *E*₂ sarà quella che emette raggi β , non sarà né volatile al rosso, né solubile in acido acetico a caldo e avrebbe un periodo di 4,8 giorni. Elettrolizzando una soluzione del deposito attivo, si può, per una densità di corrente opportuna, raccogliere sul catodo del radio *E*₁ e *E*₂ con il radio *F*, ma senza radio *D*. L'irraggiamento β in tal modo attivata decresce in genere secondo una legge che non a prima vista semplice; la velocità di disintegrazione aumenta con il tempo per raggiungere una legge limite che è un'esponenziale semplice corrispondente a un periodo di 6 giorni. Ma se

³⁴Antonoff, Phil. Mag., 1910.

³⁵Hofmann e Wölfl, Berichte d. chem. Gesell., 1907.

³⁶Szilard, Le Radium, 1908.

³⁷Meyer e von Schweidler, Acad. Vienne, 1906.

³⁸Szilard, Le Radium, 1908.

³⁹Meyer e von Schweidler, Acad. Vienne, 1906.

la lastra è stata scaldata o trattata con l'acido acetico a caldo, il suo irraggiamento β decresce dall'inizio secondo una legge esponenziale semplice corrispondente ad un periodo di 4,8 giorni.

Le conclusioni relative all'esistenza del radio E_1 e E_2 sono state contestate da M. Antonoff che ha osservato l'aumento dell'irraggiamento β a partire dal radio D puro, ottenuto da una attivazione di breve durata in presenza di emanazione molto concentrata; la legge di accrescimento non indicherebbe l'esistenza di alcuna sostanza inattiva intermedia; essa porterebbe a considerare il radio E come una sostanza semplice con un periodo di 5 giorni.

Si ottiene un periodo di 4,7 giorni per la sostanza che emette l'irraggiamento β osservando l'aumento di attività di un cloruro di radiopiombo preparato allo stato inattivo per mezzo della cristallizzazione ripetuta per raffreddamento⁴⁰.

Il radio F (polonio) emette raggi α e anche elettroni lenti. I cammini dei raggi α è uguale a $3,86\text{ cm}^{41}$; questi raggi sono assorbiti da uno spessore di alluminio uguale a $0,0028\text{ cm}$. Il radio F è identico al polonio e al radiotellurio. Il periodo del polonio è stato determinato mediante numerosi sperimentatori. Ecco i valori ottenuti:

	Periodo in giorni	
Deposito attivo	138,2	
Sostanza estratta dal piombo radioattivo	134,5	Meyer e v.
Radiotellurio	136,5	Schweidler
Bismuto polonifero	138,6	
Deposito attivo	143	
Radiotellurio	143	Rutherford
Radiotellurio	139,6	Marckwald e Greinacher
Polonio	140,0	M. Curie

In questa Tabella si è indicato con *radiotellurio* la sostanza preparata da M. Marckwald, e con *polonio* quella preparata da M. Curie. Il periodo del polonio può essere preso uguale a 140 giorni, valore vicino alla media dei risultati sperimentali.

Il polonio nel deposito attivo è volatile a 1000° . Si deposita sui metalli immersi in una soluzione cloridrica del deposito attivo e anche sul platino. Le proprietà chimiche di questa sostanza sono state precedentemente esposte.

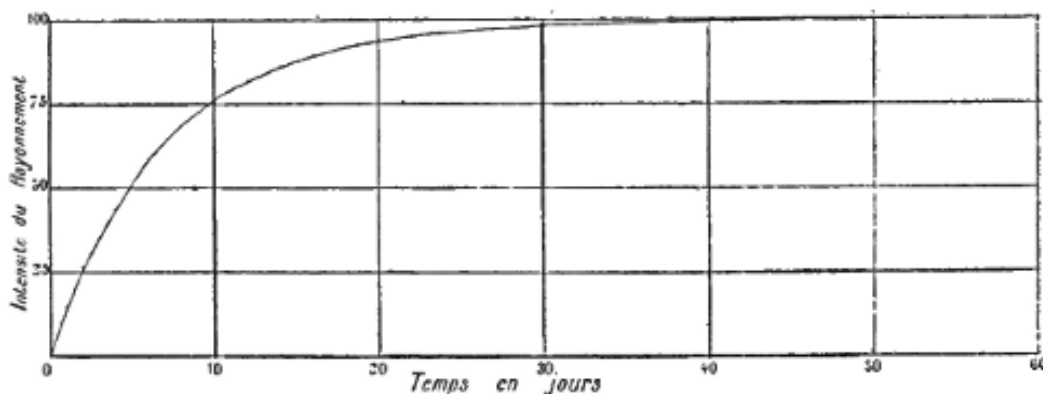
Quando si sottopone all'elettrolisi una soluzione di deposito attivo o di radiopiombo, il polonio si deposita solo per intensità di corrente di circa $4 \cdot 10^{-6}\text{ A}$; con una intensità di corrente di 10^{-5} A si ottiene una miscela di radio F e E , e con 10^{-4} A e superiore si ha anche un deposito di radio D .

La legge di accrescimento dell'attività del radio D è rappresentata nelle figure 170 e 171. Il radio D utilizzato era preparato allo stato inattivo per cristallizzazione ripetuta di una soluzione di cloruro di radiopiombo estratto dalla pechblenda. La figura 170 rappresenta la legge di accrescimento dell'intensità I dell'irraggiamento penetrante. Si raggiunge una intensità limite I_∞ in un tempo di circa un mese. Il periodo dedotto dalla diminuzione del logaritmo di $(I_\infty - I)$ in funzione del tempo è $T = 4,7\text{ giorni}$.

⁴⁰Danysz, Comptes rendus, 1906.

⁴¹Lavin, Phys. Zeit., 1906.

Fig. 170.



La figura 171 rappresenta la legge di accrescimento dell'intensità I dell'irraggiamento totale (curva III); questo aumenta per 2 anni e raggiunge dopo 760 giorni un valore che non varia più per tutti l'anno successivo. La curva I è ottenuta osservando l'accrescimento dell'irraggiamento totale di una lamina di vetro che aveva subito una attivazione di un mese in presenza di una grande quantità di emanazione del radio. La curva II è una curva teorica che rappresenta l'accrescimento della quantità di polonio in funzione del tempo, essendo il periodo del polonio supposto uguale a 140 giorni, e la velocità di formazione costante. Si vede che le tre curve hanno un andamento analogo. Dalla loro forma e dai risultati ottenuti finora, relativamente alla decrescenza del radio D in equilibrio con E e F , sembra che il periodo del radio D superi i 15 anni e potrebbe essere piuttosto dell'ordine dei 40 anni.

5.18. Vita del radio. Evoluzione dell'attività del radio

Il radio è una sostanza la cui vita media è probabilmente molto lunga. La durata della vita media si può prevedere mediante considerazioni teoriche.

Ammettiamo che un grammo di radio al minimo di attività emetta al secondo un numero di particelle α uguale a n . Se si ammette che un atomo di radio emette disintegrandosi una sola particella α , il numero di atomi di radio disintegrati in un secondo è pure uguale a n .

Se si indica con N il numero di atomi di radio contenuti in un grammo di questa sostanza, la costante radioattiva λ è data dalla formula

$$\lambda = \frac{n}{N} s^{-1}$$

Il numero N si determina dalla conoscenza della carica di un atomo di idrogeno nell'elettrolisi. Sia e questa carica, 1 g di idrogeno contiene $\frac{9650 \times 3 \cdot 10^{10}}{e}$ atomi, cioè $\frac{2,9 \cdot 10^{14}}{e}$ atomi; prendendo $e = 4,7 \cdot 10^{-10} u.e.s$ si trova $6,2 \cdot 10^{23}$ atomi.

Di conseguenza

$$N = \frac{6,2 \cdot 10^{23}}{226} = 2,73 \cdot 10^{21}$$

Prendendo per n il valore recentemente indicato da M. Rutherford, $n = 3,4 \cdot 10^{10}$, si trova

$$i = 1,25 \cdot 10^{-11} s^{-1} \quad \text{o} \quad \lambda = 3,94 \cdot 10^{-4} \text{anni}^{-1}$$

da cui, per il periodo di dimezzamento

$$T = 1760 \text{anni}$$

e per la vita media 2540 anni.

Il volume dell'emanazione che è in equilibrio con un grammo di radio permette pure una valutazione della vita media del radio. Infatti, sia v questo volume; il peso corrispondente si può

dedurre ammettendo che il peso molecolare dell'emanazione è noto. Prendendo quest'ultimo uguale a 200 si trova, per il primo

$$0,0013 \times 0,069 \times 100v$$

e se si indica con λ' la costante dell'emanazione, il peso dell'emanazione che si forma al secondo è uguale al prodotto di λ' per la quantità precedente. D'altra parte, si può supporre che il peso dell'emanazione differisca di poco dal peso del radio da cui proviene. In queste condizioni si avrebbe approssimativamente

$$\lambda = 0,0013 \times 0,069 \times 100\lambda'v$$

Le misure del volume più recenti danno risultato che sono in buon accordo con quelli dedotti dal conteggio delle particelle α . Questi risultati si trovano inoltre confermati dalle esperienze di M. Boltwood sulla formazione del radio nelle miniere di uranio; il periodo indicato è uguale a 2000 anni.

Nel momento dell'estrazione del radio dal minerale, questa sostanza si trova separata dal radio D e dal polonio, e i trattamenti di purificazione e di concentrazione separano le tracce di queste sostanze che fossero ancora presenti. Il radio così separato aumenta di attività raggiungendo un primo equilibrio di regime con l'emanazione e la radioattività indotta. Ma l'accumulo di radio D prosegue per lungo tempo, e se si ammette che i periodi del radio e del radio D sono rispettivamente 1760 anni e 12 anni, l'equilibrio con il radio D è raggiunto in un tempo vicino ai 90 anni: durante tale tempo l'attività in raggi α e β del radio tende ad aumentare a causa della formazione del radio E e del polonio. Quando l'equilibrio è raggiunto, l'attività ottenuta deve poi decrescere molto lentamente secondo la legge di decadimento del radio.

M. Rutherford⁴² ha disciolto un sale di radio preparato molto tempo prima, ha fatto bollire la soluzione per 6 ore per eliminare l'emanazione e far scomparire la radioattività indotta. In queste condizioni il sale conservava ancora l'8% del suo irraggiamento β mentre un sale preparato a freddo e trattato allo stesso modo conserva meno dell'1%.

È così possibile estrarre polonio da una soluzione di sale di radio preparato tempo prima che inizialmente non ne conteneva. Per questo basta immergere una piastra di bismuto nella soluzione e lasciarvi depositare il polonio. Quando si precipita con l'acido solforico una soluzione vecchia di sale di radio, il radio è precipitato, ma il radio D , E e il polonio rimangono in soluzione.

Abbiamo visto che allo stato di equilibrio di regime radioattivo, esiste una relazione semplice tra il numero di atomi di diverse sostanze che si trovano in presenza. Se, in particolare, un atomo di una sostanza produce un solo atomo della sostanza che deriva dalla sua trasformazione, il numero di atomi in equilibrio è proporzionale alle vite medie. Se si tratta di atomi i cui pesi non sono molto diversi, anche i pesi delle sostanze accumulate sono proporzionali alle vite medie. Queste considerazioni permettono di renderci conto delle difficoltà che si possono incontrare cercando di isolare le diverse sostanze. Così la percentuale di radio D nel minerale sarà 140 volte inferiore, e la percentuale del polonio 4500 volte più piccola di quella del radio. Si comprende in questo caso come sia difficile isolare il polonio. Si può però ammettere che l'attività del polonio per atomo distrutto è confrontabile con quella del radio al minimo di attività per atomo disintegrato; è ciò che si avrà se la disintegrazione di ogni atomo comporta l'espulsione di una sola particella α ; quindi, a parità di peso, il polonio avrà una attività α 4500 volte maggiore di quella del radio al minimo di attività, e circa 1000 volte maggiore di quella del radio in equilibrio radioattivo un mese dopo la preparazione.

5.19. Emissione totale di energia dal radio

La quantità di calore emessa da un grammo di radio è uguale a 118 cal per ora o $1,034 \cdot 10^6$ cal per anno. Se la vita media del radio è di 2540 anni, un grammo di radio potrà emettere durante tutta la sua vita una quantità di calore uguale a $1,63 \cdot 10^6 \times 2540$, cioè $2,6 \cdot 10^9$ cal. La quantità di calore che corrisponde alla formazione di un grammo di acqua è uguale a $4 \cdot 10^3$ cal circa. Il

⁴²Rutherford, Radioactivity.

rapporto tra le quantità di energia liberate è quindi dell'ordine di 10^6 , per due trasformazioni effettuate su uguali masse di materia, ma la prima delle quali è una trasformazione atomica e la seconda molecolare. Vediamo quindi da ciò che le quantità di energia che intervengono nella formazione e nella disintegrazione degli atomi sono praticamente confrontabili con quelle che intervengono nella formazione delle molecole, e ciò spiega la stabilità relativa degli atomi rispetto alle nostre medie d'azione, stabilità che è alla base della Chimica.

È probabile che la disintegrazione di un atomo radioattivo qualsiasi emetta una quantità di calore dello stesso ordine di quella emessa durante la disintegrazione di un atomo di radio, la piccolezza del flusso di calore per grammo del corpo debolmente radioattiva risulta unicamente dalla lentezza con cui avviene la disintegrazione.

5.20. Perdita di peso del radio

Secondo la concezione attuale riguardante le modalità di trasformazione del radio, una data quantità di questo elemento può subire nel tempo una perdita di peso molto lenta a causa della disintegrazione spontanea. Tuttavia questa perdita di peso avverrà solo se i prodotti della disintegrazione possono sfuggire o separarsi. La perdita di peso raggiungerà in questo caso $0,4\text{mg}$ per grammo di radio e per anno, ammettendo che la costante del radio sia $\lambda = 4 \cdot 10^{-5} \text{anni}^{-1}$.

In un sale di radio solido l'emanazione si distrugge principalmente all'interno dello stesso sale producendovi il deposito attivo il cui ultimo prodotto è il polonio. La perdita di peso comporta solo una piccola percentuale di emanazione emessa e di elio emesso sotto forma di particella α ; questa perdita insignificante per un grammo di radio e un anno sarà difficilmente osservabile, poiché il sale solido non si conserva in una condizione chimica immodificata. Per constatare la perdita totale, bisognerà privare il sale del radio D e del polonio che vi si sono accumulati e riportarlo sempre ad uno stato definito, per esempio allo stato di cloruro di anidro; le operazioni chimiche necessarie si potranno eseguire difficilmente con la precisione necessaria.

Si incontreranno difficoltà analoghe conservando una soluzione di radio in un contenitore aperto, in modo da consentire la liberazione dell'emanazione. Sarà necessario pesare il sale allo stato secco e con una composizione ben definita.

Se un sale è racchiuso in un'ampolla sigillata, le pesate si possono eseguire con precisione, ma i prodotti di decomposizione rimangono nell'ampolla; possono sfuggire solo i raggi β e i raggi γ , e non si ha quindi una perdita di peso apprezzabile; si potrebbe, impiegando vetro molto sottile, lasciar uscire anche i raggi α ; tuttavia la perdita di elio derivante rappresenta una perdita di peso estremamente minima per grammo di radio e per anno.

Se la disintegrazione del radio avviene conformemente alla sua teoria di evoluzione, si potrebbe predisporre una buona esperienza solo immobilizzando per un certo numero di anni una quantità assai importante di radio. Tentativi fatti in questa direzione non hanno permesso di osservare alcuna variazione mettendo in dubbio la teoria considerata. Nessuna perdita di peso è stata osservata da P. Curie per il radio racchiuso in un tubo sigillato. Le esperienze si basavano su un'ampolla sigillata contenente $0,5\text{g}$ di cloruro di radio che veniva osservato per 4 mesi; lo spessore del vetro era di $0,46\text{mm}$. Osservazioni segnalate da M. Heydweiller e M. Dorn, indicanti una leggera perdita di peso, non sono state confermate.

Secondo alcune osservazioni un sale di radio in uno strato estremamente sottile ottenuto per evaporazione di una soluzione molto diluita, perde la propria attività molto rapidamente (Voller); la vita media del radio, in questo caso, sarebbe stata così fortemente ridotta da scomparire in tempo dell'ordine di un mese. Questi risultati non sono stati confermati da M. Eve che ha mostrato trattarsi semplicemente di un trascinarsi di particelle di materia da parte di correnti d'aria, e che, evitando una tale causa d'errore, si trovava per queste pellicole sottili una attività costante e proporzionale alla massa.

Le misure di attività γ per sali di diversa concentrazione provano che l'attività è indipendente dalla concentrazione; la ionizzazione ottenuta è proporzionale al peso del radio utilizzato, purché

l'assorbimento dei raggi da parte della materia che accompagna il radio si possa considerare trascurabile.

5.21. Famiglia del radio

La composizione della famiglia del radio, dedotte dall'insieme delle nostre conoscenze attuali, è la seguente:

		vita media		
Radio	circa	2900 anni	raggi	α, β
Emanazione		5,57 giorni	"	α
Radio <i>A</i>		4,3 min.	"	α
Radio <i>B</i>		38,5 min.	"	α
Radio <i>C</i>		28,1 min.	"	β
Radio <i>D</i>		20 anni?		α, β, γ
Radio <i>E</i> ₁ ?		8,9 giorni		
Radio <i>E</i> ₂		6,9 giorni	"	β, γ
Radio <i>F</i>		202 giorni	"	α

L'esistenza di una sostanza intermedia tra il radio e la sua emanazione non è impossibile. Ha ricavato, da diverse esperienze, indicazioni a tale riguardo, senza poter acquisire una certezza. Ho osservato per alcune soluzioni radifere una decrescenza progressiva del flusso di emanazione; in altri caso il flusso sembra aver subito un debole aumento. Queste anomalie potrebbero indicare l'esistenza di una sostanza intermedia molto difficile da separare dal radio e che si distruggerebbe in qualche mese. Osservazioni dello stesso tipo sono state segnalate per quanto riguarda la ripresa dell'attività del radio dopo essere disciolto⁴³.

⁴³O. Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1909.

Torio e la sua famiglia

6.1. Attività del torio

Il torio, metallo di peso atomico 232,4, possiede una radioattività permanente. La sua vita media, valutata con considerazioni teoriche, è dell'ordine dei 10^{10} anni. Il torio è una sostanza debolmente radioattiva; l'intensità del suo irraggiamento è confrontabile a quella dell'uranio, ma la natura della radioattività è molto diversa. I composti del torio emettono raggi α, β, γ in proporzioni diverse da quelle dell'uranio. Il rapporto tra le attività degli azotati di torio e di uranio utilizzati a parità di peso è uguale a 1,7 quando la misura è eseguita con i raggi α , a 0,17 quando è fatta con i raggi β e a 10 quando è fatta con i raggi γ (Eve).

L'irraggiamento del torio nel suo insieme è più penetrante di quello dell'uranio, a causa soprattutto della presenza di raggi α di cammino relativamente lungo.

I composti del torio emettono una emanazione caratteristica di breve durata (periodo di circa 54 secondi). Questa emanazione produce una radioattività indotta che decresce, in prima approssimazione, con un periodo di 11 ore. L'emanazione emette solo raggi α , il deposito attivo emette raggi α, β, γ .

Le ricerche fatte per assicurarsi se il torio è una sostanza che possiede una attività primaria non hanno ancora ottenuto una soluzione definitiva. Secondo Mm. Hofmann e Zerban¹ il torio estratto dal minerale contenente uranio sarà sempre più attivo di quello che si estrae dal minerale privo di uranio; in particolare torio estratto dalla gadolinite risulterà pressoché inattivo. MM. Baskerville e Zerban² hanno pure estratto torio inattivo da un certo minerale brasiliano. Questi risultati richiedono conferma e non sono in accordo con altre ricerche sull'attività del torio nei suoi minerali (Dadourian, Boltwood). Vedremo in seguito che il torio è sempre accompagnato da sostanze che derivano da esso e la cui vita media è lunga. La presenza di queste sostanze tende a complicare lo studio della radioattività propria del torio.

6.2. Torio X

Precipitando con ammoniaca una soluzione di sale di torio, si separa una sostanza attiva che rimane nella soluzione ammoniacale e che ha ricevuto il nome di torio X. Un mese dopo la sua preparazione il torio X ha praticamente perso la propria attività, mentre il torio riprende la sua normale attività.

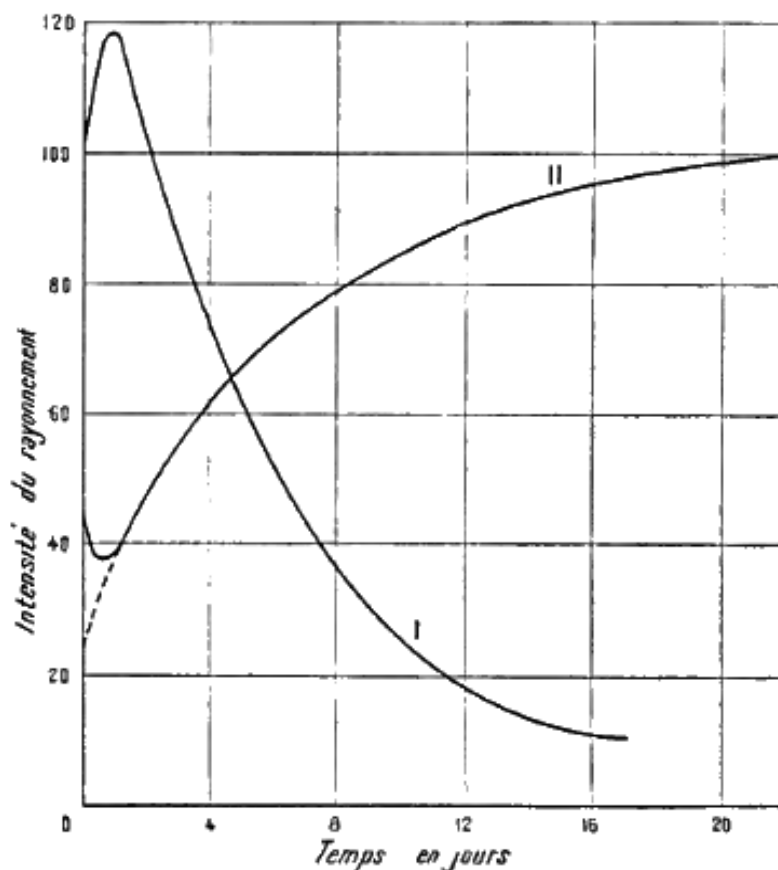
L'attività del torio X dopo la preparazione inizia a crescere; passa per un massimo che è raggiunto in circa 1 giorno, per poi decrescere; circa 2 giorni dopo a partire dall'inizio, la legge di decadimento diviene un esponenziale semplice con dimezzamento in un tempo vicino a 3,6 giorni.

Impiegando a più riprese la precipitazione con l'ammoniaca, si può estrarre tutto il torio X contenuto nel sale. L'attività del torio, da cui è stato eliminato il torio X con qualche operazione effettuata il più rapidamente possibile, inizia a decrescere, passa per un minimo dopo un giorno e aumenta in seguito per riprendere in un mese il valore normale. L'eccesso dell'attività limite su una minima che sarà circa del 25%, decresce poi secondo una legge esponenziale con dimezzamento in circa 3,6 giorni, ma questa legge si applica solo per tempi superiori ai 2 giorni. Le leggi di evoluzione dell'attività del torio X e del torio in funzione del tempo sono rispettivamente rappresentate dalla curve I e II nella figura 172.

¹Hofmann e Zerba, Ber. d. d. chem. Ges., 1903.

²Baskerville e Zerban, Amer. chem. Soc., 1907.

Fig. 172.



MM. Rutherford e Soddy³ hanno provato che il torio X è prodotto regolarmente dal torio con flusso costante. Per fare ciò hanno estratto completamente il torio X dal torio a intervalli di tempo stabiliti. Ammettendo per la costante radioattiva del torio X il valore $\lambda = 0,0072h^{-1}$, si deve trovare dopo 1 ora la frazione $\frac{1}{140}$ della percentuale limite in torio X, dopo 1 giorno la frazione $\frac{1}{6}$ del valore limite, dopo 4 giorni la frazione $\frac{1}{2}$ del valore limite. L'esperienza ha verificato approssimativamente tale previsione. Dopo 1 mese si ritrovava il valore limite che era lo stesso di quello ottenuto con la stessa quantità di un'altra porzione dello stesso sale, sottoposta per la prima volta al trattamento.

MM. Rutherford e Soddy hanno mostrato che l'emanazione del torio proviene da esso non direttamente, ma con l'intermediazione del torio X. Infatti il torio priva del torio X non emette emanazione, anche quando è disciolto; al contrario, il torio X è una sorgente di emanazione del torio.

Ma, nello stesso tempo che il torio X si riforma nel torio, questo inizia a liberare emanazione; per il torio X isolato, il flusso di emanazione diminuisce con la stessa legge dell'attività. In questi fatti si trova la spiegazione della forma che assumono nella loro fase iniziale le curve della figura 172. Quando il torio X viene preparato, è privo di deposito attivo, essendo quest'ultimo stato precipitato con il torio. Il deposito attivo così trasportato decresce con il tempo e da ciò si ha la diminuzione iniziale della curva II; ma con il riformarsi del torio X, l'emanazione e il deposito attivo si riformano a loro volta, e l'attività, dopo essere passata per un minimo, ricomincia a crescere. Quanto al torio X che è stato separato, la sua attività aumenta dapprima a causa della formazione della emanazione e del deposito attivo, poi passa per un massimo ed inizia a decrescere a causa della disintegrazione progressiva del torio X.

³Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1902.

La costante del torio X è stata determinata da diversi sperimentatori osservando la legge esponenziale limite del decadimento di questa sostanza⁴. Ecco i valori ottenuti per il periodo:

Rutherford e Soddy	$T = 4$	giorni
Lerch	$T = 3,64$	“
Levin	$T = 3,65$	“
Elster e Geitel	$T = 3,6$	“

Le esperienze sono state eseguite con torio X estratto dal torio o dal radiotorio. Si può assumere il valore di $T = 3,64$ giorni.

Secondo M. Lerch il torio X può essere depositato per elettrolisi in soluzione alcalina, ma non in soluzione acida; si deposita principalmente al catodo, ma qualche volta anche all'anodo. Il torio X si deposita anche su metalli immersi in una soluzione alcalina, in particolare su ferro e zinco, ma anche su piombo e nickel.

Si è potuto determinare il coefficiente di diffusione del torio X in soluzione e la sua mobilità ionica nel trasporto elettrolitico⁵. Il trasferimento del torio X era osservato in un tubo con parecchie curve a U; questo trasferimento era controllato mediante l'attivazione delle lamine disposte lungo il tubo all'interno della soluzione. I numeri trovati sono:

$$0,504 \frac{cm^2}{giorno} \quad \text{per il coefficiente di diffusione a } 10^\circ$$

$$0,86 \frac{cm}{h} \quad \text{per la mobilità in un campo di } \frac{1V}{cm} \text{ a } 10^\circ$$

Il rapporto tra questi due valori è conforme a quello che si deduce dalla teoria di M. Nernst per uno ione monovalente, e si sarà così portati a considerare il torio X come un metallo alcalino.

Tuttavia, facendo cristallizzare diversi sali in presenza del torio X , si è constatato che esso cristallizza soprattutto con il bario e potrebbe per questa ragione essere assimilato ad un metallo alcalino-terroso⁶.

6.3. Composizione del deposito attivo

Il torio X disintegrandosi produce l'emanazione del torio, la quale, a sua volta, forma deposito attivo. Le curve che rappresentano in funzione del tempo l'evoluzione del deposito attivo per diversi tempi di esposizione (fig. 82) si possono interpretare ammettendo che questo deposito si compone di due sostanze distinte; il torio A e il torio B . L'analisi di queste curve si può effettuare con procedimenti del tutto analoghi a quelli utilizzati per lo studio del deposito attivo del radio. È stata compiuta per la prima volta da M. Rutherford.

Il torio A si forma a partire dall'emanazione. Non è attivo di per sé in modo apprezzabile; infatti, l'attività indotta dopo una breve esposizione è dapprima molto debole e aumenta solo in seguito in funzione del tempo. Questo aumento corrisponde alla trasformazione del torio A in torio B , il quale è attivo. Il numero di atomi di torio A e di torio B durante l'attivazione e la disattivazione sono dati dalle formule seguenti, nelle quali sono state conservate le notazioni del Capitolo precedente.

Attivazione per un flusso costante Δ di torio A :

$$A = \frac{\Delta}{a} (1 - e^{-at}) \quad B = \frac{n_1 \Delta}{b} \left(1 - \frac{b}{b-a} e^{-at} + \frac{a}{b-a} e^{-bt} \right)$$

Disattivazione dopo un tempo di esposizione τ :

$$A = \frac{\Delta}{a} (1 - e^{-a\tau}) e^{-at}$$

$$B = \frac{n_1 \Delta}{b(b-a)} [b(1 - e^{-a\tau}) a^{-at} - a(1 - e^{-b\tau}) e^{-bt}]$$

⁴Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1902. - Lerch, Wien, Ber., 1905. - Levin, Phys. Zeit., 1906. - Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1906.

⁵Hofmann, Phys. Zeit., 1907.

⁶Strömholm e Svedberg, Zeit. für anorg. Chemie, 1909.

Se la sostanza B è la sola attiva, l'irraggiamento evolve in funzione del tempo proporzionalmente a B .

In particolare, per una esposizione breve, l'irraggiamento evolve secondo la formula

$$B = n_1 \Delta \tau \frac{a}{b-a} (e^{-at} - e^{-bt})$$

L'irraggiamento, nullo all'inizio, passa in questo caso per un massimo al tempo x , tale che

$$e^{(b-a)x} = \frac{b}{a}$$

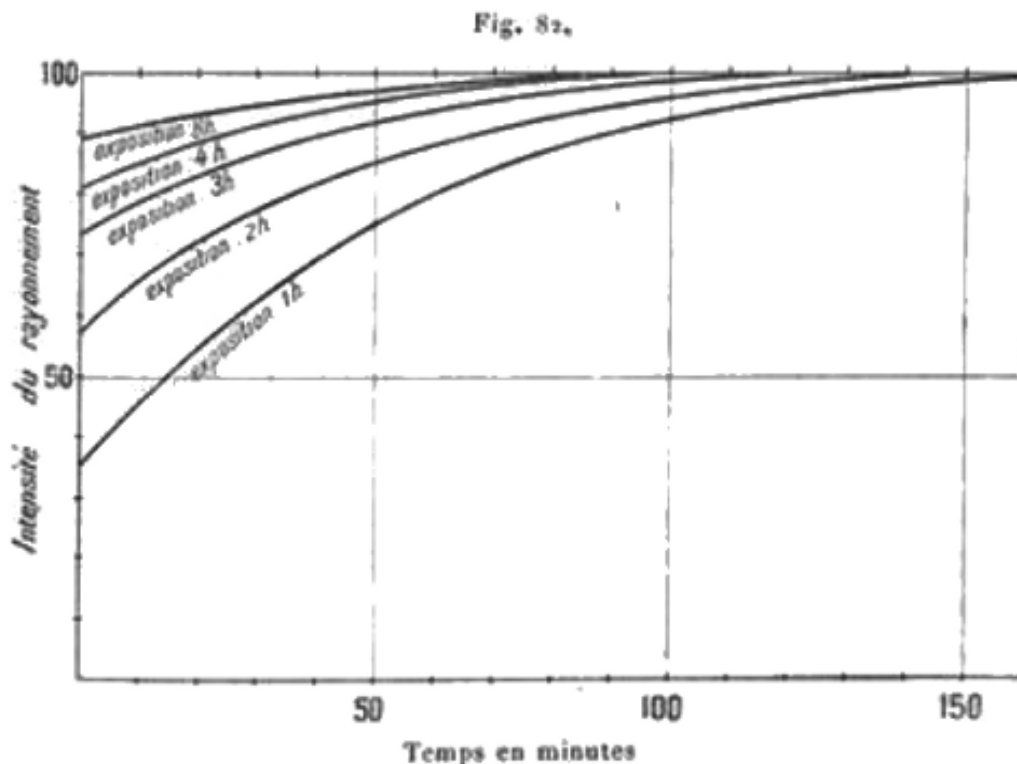
Per tempi lunghi, la legge di decadimento limite è una legge esponenziale semplice che corrisponde a quella dei due esponenziali la cui decrescenza è meno rapida. Non è possibile decidere dalla formula se la sostanza A decresce più rapidamente della B o viceversa. Vedremo tuttavia che si ha nel caso reale $b > a$.

M. rutherford avendo trovato che la legge di decadimento finale è caratterizzata dalla costante $a = 1,75 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ (dimezzamento in 11 ore), ha dedotto dalla formula e dalla curva sperimentale il valore $b = 2,08 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ (dimezzamento in 55 minuti). Si ha in questo caso per il momento di massimo $x = 220$ minuti, e per tempi superiori a 5 ore che la legge di decadimento finale è decisamente ottenuta.

Quando l'esposizione è stata sufficientemente lunga tale da raggiungere il limite di attivazione, l'irraggiamento durante la disattivazione evolve secondo la formula

$$B = B_0 \left(\frac{b}{b-a} e^{-at} - \frac{a}{b-a} e^{-bt} \right)$$

La curva rappresentativa ha la propria tangente all'origine parallela all'asse dei tempi. La legge finale è la stessa anche nel caso di una esposizione breve. La curva sperimentale caratteristica dell'esposizione lunga può servire a calcolare le costanti a e b con il metodo esposto in precedenza, e a stabilire che l'irraggiamento della sostanza A è trascurabile rispetto all'irraggiamento della sostanza B .



Le curve che corrispondono a tempi di esposizione diversi (fig. 82). sono conformi alla teoria loro applicata. Tuttavia, dalle esperienze più recenti, la costante a dovrà avere un valore

un poco maggiore. Si trova, per il periodo, $T = 10,6$ ore come media di numerose esperienze concordanti⁷; il valore corrispondente della costante radioattiva è

$$a = 1,82 \cdot 10^5 s^{-1}$$

6.4. Attribuzione delle costanti a e b

Effettuando l'elettrolisi della soluzione del deposito attivo M. Pegram⁸ e M. Lerch⁹ hanno ottenuto al catodo il deposito di una sostanza attiva la cui legge di decadimento era variabile con le condizioni sperimentali; la velocità di diminuzione era in genere intermedia tra quella che corrisponde a un periodo di 11 ore e quella che corrisponde a un periodo di circa 1 ora. Lo stesso risultato è ottenuto studiando la legge di decadimento della sostanza attiva che si deposita su metalli immersi in una soluzione cloridrica del deposito attivo. In certi casi si ottiene una sostanza che dimezza in un'ora; questo risultato è, in particolare, ottenuto quando si lascia depositare la sostanza attiva sul nickel. Queste esperienze dimostrano che la sostanza attiva, il torio B , è quella che decade più rapidamente.

Le curve rappresentative della legge di decadimento dell'attività, per la sostanza separata da una soluzione cloridrica del deposito attivo mediante elettrolisi o per immersione di un metallo, possono, in genere, essere interpretate come la sovrapposizione di due leggi di decadimento una con periodo di 19,6 ore e l'altra con periodo di 55 minuti. Questi due periodi caratterizzano rispettivamente il torio A e B . Si può quindi ammettere che nelle esperienze considerate si ottiene il più delle volte un eccesso di torio B rispetto alla percentuale di tale sostanza che sarà in equilibrio di regime con la quantità di torio A che è presente. Questo eccesso di torio B scompare seguendo nel tempo del suo periodo, nello stesso tempo che il torio A , accompagnato dal torio B con il quale è in equilibrio di regime, decresce con un periodo di 10,6 ore.

Il torio A e B si formano in una soluzione di torio X . M. Lerch ha constatato che in una tale soluzione le quantità di torio A e B sono proporzionali alla quantità di torio X . Per dosare il torio X si evaporava un volume dato della soluzione e si misurava l'attività totale del residuo. Per dosare il torio A si immergeva, in un volume di una data soluzione, una lamina di zinco che raccoglieva il torio A e B . Per dosare solo il torio B lo si lasciava depositare su una lamina di nickel.

Si può anche mostrare che, in una soluzione di deposito attivo, le quantità di torio A e B sono proporzionali. Si precipita il torio B su del nickel a intervalli di tempo uguali in volumi uguali della stessa soluzione. La quantità di torio B così ottenuta decresce con il periodo del torio A .

I risultati esposti hanno ricevuto conferma dallo studio dell'influenza di una temperatura elevata sul deposito attivo. Questo studio è stato fatto da Miss Slater¹⁰. Un filo attivato con lunga esposizione era riscaldato con una corrente elettrica; un cilindro che circondava il filo riceveva il deposito che distillava. Quando si scalda il filo per un tempo breve al rosso scuro, si trova che immediatamente dopo il riscaldamento l'attività del filo non ha subito variazioni notevoli, ma che la legge di decadimento del deposito restante è divenuta più rapida. Quanto alla sostanza distillata sul cilindro, la sua attività è dapprima molto piccola, ma aumenta con il tempo, passa per un massimo dopo 4 ore e decresce poi secondo la normale legge di decadimento con un periodo di circa 11 ore. La sostanza distillata è quindi torio A .

Quando si scalda il filo attivato a 700° , la sua attività diminuisce e quindi in questo caso il torio B volatilizza. Un riscaldamento di alcuni minuti a 1000° determina la volatilizzazione completa del torio A , e l'attività del filo decresce con un periodo di 1 ora. Un riscaldamento di un minuto a 1200° basta per volatilizzare completamente la totalità del deposito attivo.

⁷Hahn, Jahrbuch d. Rad., 1905; - Lerch, Wien Ber., 1905.

⁸Pegram, Phys. Rev., 1903.

⁹Lerch, Ann. de Phys., 1903; Wien Ber., 1905.

¹⁰Miss Slater, Phil. Mag., 1905.

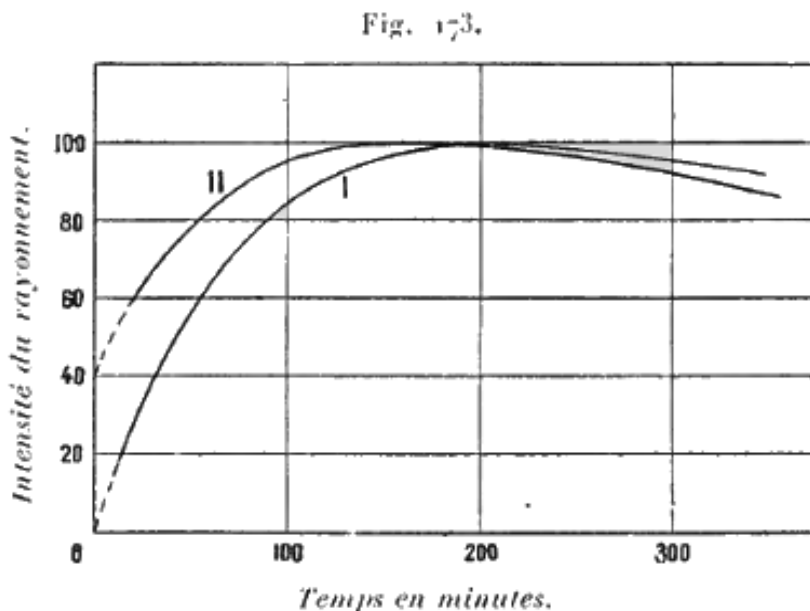
Da queste esperienze si può concludere che il torio A è più volatile del torio B e che quest'ultimo possiede il periodo più corto.

Il torio A può essere ottenuto quasi del tutto privo di torio B aggiungendo la soluzione del deposito attiva una quantità sufficiente di nero animale che trasporta il torio B ; due precipitazioni bastano ad ottenere il torio A puro e, se si impiega poco liquido, si può evaporare la sostanza a secco in un tempo molto breve purché la percentuale di torio B sia ancora trascurabile.¹¹

Irraggiamento α del deposito attivo. Torio B, C, D

Le curve di decadimento del deposito attivo del torio sono, come visto, approssimativamente le stesse quando la misura è fatta utilizzando l'irraggiamento totale o i raggi penetranti. I raggi delle tre specie α, β, γ erano innanzitutto attribuiti al torio B , mentre il torio A era considerato come una sostanza inattiva. Tuttavia, confrontando l'assorbimento dell'irraggiamento dell'alluminio, per una placca con torio B e per una placca con torio A in equilibrio con il torio B , M. Lerch¹² ha trovato che il torio A non è inattivo, ma emette raggi β molto assorbibili; le esperienze erano eseguite misurando l'irraggiamento a una distanza dalla sorgente attiva che non consentiva l'arrivo dei raggi α .

Conformemente a questi risultati si è potuto osservare¹³ che le leggi di evoluzione dell'irraggiamento α e β , per il torio A inizialmente deprivato del torio B , sono diverse se si utilizzano i raggi β trasmessi da uno schermo di alluminio molto sottile, di spessore giusto sufficiente per assorbire i raggi α . L'aumento dell'attività con il tempo è rappresentato dalle curve della figura 173. La curva I rappresenta l'accrescimento dell'irraggiamento α ; essa è pienamente conforme alla curva che rappresenta l'evoluzione dell'irraggiamento totale della radioattività indotta dopo una esposizione molto breve (fig. 81); l'intensità iniziale è praticamente nulla e l'intensità massima si raggiunge in 222 minuti. La curva II è relativa all'evoluzione dell'irraggiamento β la cui intensità non è inizialmente nulla; si trova per estrapolazione della curva sperimentale che questa intensità iniziale costituisce circa il 43% del valore massimo che si ottiene dopo 179 minuti.



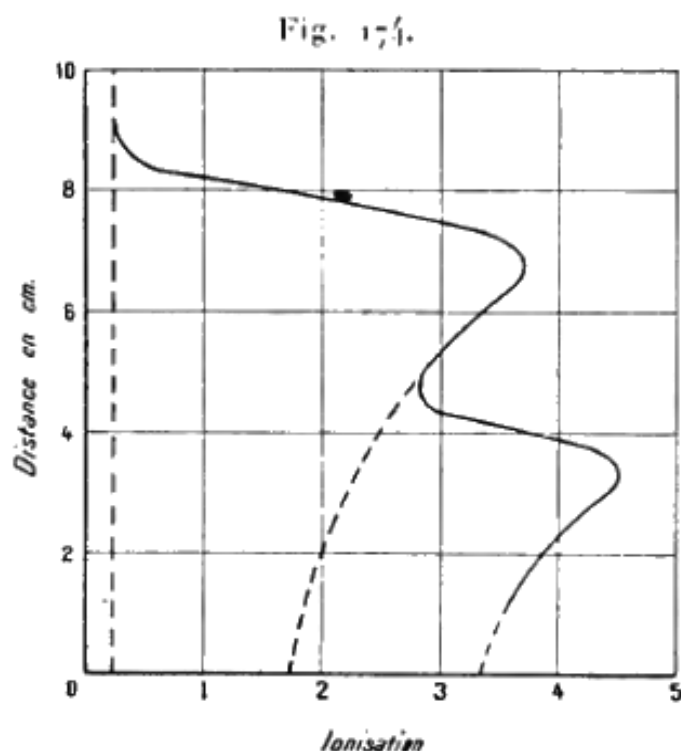
La composizione del deposito attivo del torio non è così semplice come indica la teoria delle due sostanze, e ricerche più approfondite hanno indicato la presenza di un maggior numero di sostanze.

¹¹Levin, Phys. Zeit., 1907. - Hahn e Meitner, Phys. Zeit., 1908.

¹²Lerch, Phys. Zeit., 1906.

¹³Hahn e Meitner, Phys. Zeit., 1908.

M. Hahn¹⁴ ha studiato l'irraggiamento α del deposito attivo dell'emanazione del torio. Per ottenere questo deposito si utilizzava come sorgente di emanazione il radiotorio, i cui campioni molto attivi da lui preparati fornivano l'emanazione del torio in grande quantità. L'analisi dell'irraggiamento α era fatta con il metodo di Bragg. La curva di ionizzazione ottenuta (fig. 174) indica molto nettamente la presenza di due gruppi di raggi α i cui cammini molto diversi sono uguali a 5 cm e $8,6\text{ cm}$. Il torio A non emette raggi α , essendo le esperienze relative alla famiglia del radio favorevoli all'ipotesi che una sostanza semplice emette un solo gruppo di raggi α , M. Hahn ha concluso che il torio B è una sostanza complessa composta dal torio B propriamente detto e dal torio C , corrispondendo ognuna di esse a uno dei gruppo di raggi. M. Hahn ha provato a separare queste due sostanze mediante elettrolisi o depositandole su metalli, ma non è riuscito ad osservarne alcuna separatamente. Si può supporre che il torio C ha un periodo molto breve e per questo motivo non si può separare dal torio B ; grazie a questa ipotesi si è portati ad attribuire al torio C il gruppo dei raggi α il cui percorso è maggiore. Si constata, infatti, che, più spesso, il cammino di un gruppo di raggi α è tanto più lungo quanto la trasformazione è più rapida.



Per separare il torio C dal deposito attivo, M. Hahn e M.lle Meitner¹⁵ hanno provato il metodo che ha loro permesso di raccogliere il radio B lanciato su una placca attivata portante radio A . Questo metodo consiste nello stabilire un campo elettrico tra la placca attiva e una placca parallela posta di fronte e carica negativamente. Le particelle emesse sono arrestate nell'aria ad una distanza molto piccola dalla placca attiva; se esse sono cariche positivamente, sono trasportate dall'azione del campo elettrico sulla placca opposta. Utilizzando questo procedimento con una placca con deposito attivo dell'emanazione del torio, non si ottiene alcuna sostanza emettente raggi penetranti. Questa sostanza è caratterizzata da una legge di decadimento con periodo di $3,1$ minuti. Essa deve essere considerata come consecutiva al torio C , poiché, se fosse diversamente, si disintegrerebbe formando una sostanza che emette raggi α . La sostanza considerata ha ricevuto il nome di *torio D*. Si ottiene in quantità proporzionale al torio A presente sulla placca. La si può anche separare con procedimenti chimici: trasporto nella precipitazione con idrogeno solforato o con il nero animale. Si può tuttavia sottolineare

¹⁴Hahn, Phys. Zeit., 1906.

¹⁵Hahn e L. Meitner, Soc. de Phys. all., 1909; Phys. Zeit., 1908.

che, per una sostanza la cui vita media è breve, il procedimento di separazione per emissione è particolarmente favorevole, poiché non comporta alcuna perdita di tempo per le operazioni da effettuare.

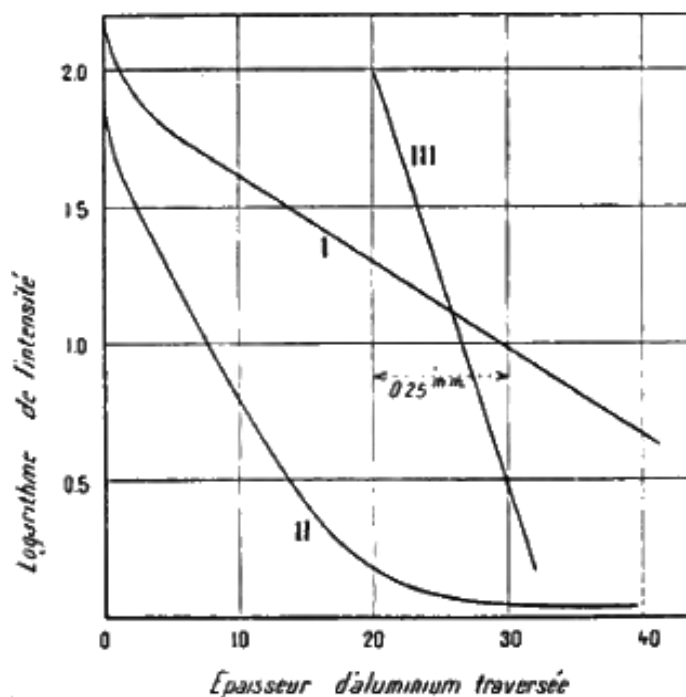
Irraggiamento β del deposito attivo

Questo irraggiamento è stato studiato in dettaglio da M. Hahn e M. Meitner¹⁶ che hanno esaminato separatamente i raggi del torio A e quelli del torio ($B+C+D$). La separazione era ottenuta precipitando la soluzione del deposito attivo con nero animale che trasporta le sostanze B, C, D e lascia in soluzione la A ; si può così ottenere quest'ultima escludendo le altre. Il deposito attivo proveniva dall'emanazione emessa dai campioni di radiotorio. I raggi emessi dalla parte ($B+C+D$) del deposito attivo formano un gruppo omogeneo caratterizzato da una legge di assorbimento esponenziale semplice con un coefficiente di assorbimento per l'alluminio 15,7. Questi raggi devono essere attribuiti al torio D .

I raggi del torio A formano un gruppo omogeneo caratterizzato da una legge esponenziale molto più rapida con coefficiente di assorbimento per l'alluminio $\mu = 175$. Per evidenziare questa legge, è necessario tener conto della formazione di sostanze successive al torio A e correggere l'apparizione graduale del gruppo dei raggi β più penetranti provenienti dal torio D .

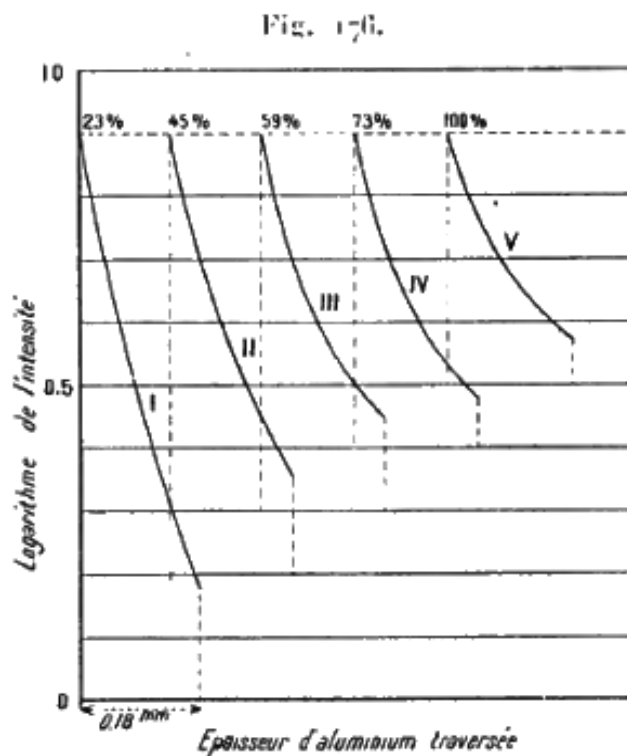
La legge di assorbimento dei raggi β del deposito attivo del torio è rappresentata dalle curve nelle figure 175 e 176. In ordinate si ha il logaritmo dell'intensità e in ascisse il numero di fogli di alluminio interposti sul cammino dei raggi. La curva I (fig. 175) è relativa al torio A accompagnato dai suoi derivati B, C, D ; si vede, all'inizio, una rapida diminuzione dell'irraggiamento a causa dell'assorbimento dei raggi β del torio A , in seguito la legge di assorbimento è un esponenziale semplice. e i raggi sono quelli del torio D . La curva II (fig. 175) è pure relativa ad una miscelanza di tutte le componenti del deposito attivo; è costruita con un'altra scala per le ascisse rispetto alla curva I ed è stata prolungata finché non si ottenuto un residuo di raggi γ . La curva III è relativa al solo torio A ed è stata ottenuta applicando alle misure correzioni che eliminano l'effetto di piccole quantità di torio ($B+C+D$) formatesi durante le operazioni; per questa curva la scala delle ascisse è di 0,25 mm per una grande divisione; l'intensità dell'irraggiamento dimezza con uno spessore di alluminio di 0,05 mm.

Fig. 175.



¹⁶Ibid.

Nella figura 176 le curve I, II, III, IV, V indicano come si modifica la legge di assorbimento con il formarsi del torio *B*. Per ogni curva l'intensità iniziale è stata assunta uguale; la quantità del torio *B* presente è indicata sotto ogni curva in percentuale della quantità corrispondente all'equilibrio con il torio *A*; lo spessore totale di alluminio utilizzato è lo stesso per ogni curva (0,18 mm).



Essendo l'evoluzione del torio *C* e del torio *D* molto rapida, si può ammettere che queste sostanze sono in equilibrio con il torio *B*. La teoria dell'evoluzione dell'attività può quindi, in generale, può essere costruita tenendo conto di solo due sostanze, il torio *A* e *B*, ma attribuendo una certa attività β al torio *A*, inizialmente considerato come inattivo, mentre si attribuirà una attività α e una β al torio *B* accompagnato da sostanze che gli sono successive.

6.5. Evoluzione dell'attività del torio X e del torio privo di torio X

Il torio contiene solitamente una certa quantità limite di torio X che si riforma in 1 mese dopo l'estrazione del torio X. L'emanazione e il deposito attivo sono entrambi in equilibrio con il torio X e il torio. Nel momento della separazione del torio X, il deposito attivo rimane con il torio, ma se si eseguono due precipitazioni ripetute del torio con l'ammoniaca, il deposito attivo in eccesso si disintegra progressivamente, e si ottiene il torio privo del deposito attivo e con una attività minima pari a circa il 25% dell'attività di regime. Per il torio così preparato, MM. Rutherford e Soddy¹⁷ hanno osservato una legge evolutiva dell'attività più semplice, che mostra un incremento continuo senza un calo iniziale; l'aumento corrisponde alla formazione del torio X, dell'emanazione e del deposito attivo. Una teoria semplificata si può introdurre ammettendo che l'emanazione, la cui vita media è breve, è costantemente in equilibrio con il torio X, e che tutto avviene come se il deposito attivo si formasse direttamente a partire dal torio X. Se non si tiene conto del deposito attivo, l'aumento dell'attività *I* avverrebbe secondo la formula

$$I_{\infty} - I = (I_{\infty} - I_0) e^{-\lambda t}$$

essendo I_0 l'attività iniziale minima del torio privo di torio X, I_{∞} l'attività limite raggiunta dopo 1 mese, λ la costante radioattiva del torio X.

¹⁷Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1902. - Rutherford, Radioactivity.

La formazione del deposito attivo richiede un certo tempo, e produce una perturbazione alla forma della curva. Se ne può tener conto ammettendo, in prima approssimazione, che il deposito attivo è rappresentato da una sola sostanza avente il periodo del torio A . Si avrà allora per il numero di atomi N del torio X presenti dopo un tempo t

$$N = \frac{\Delta}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda t} \right)$$

essendo Δ la velocità di formazione supposta costante, e, per il numero A di atomi del deposito attivo.

$$A = \frac{\Delta n}{a} \left(1 - \frac{a}{a-\lambda} e^{-\lambda t} + \frac{\lambda}{a-\lambda} e^{-at} \right)$$

essendo n il numero di atomi del torio A provenienti da un atomo di torio X .

Quando il torio X è stato separato, il numero di atomi del torio X e del deposito attivo, che sono presenti all'istante t dopo la separazione, sono dati dalle formule

$$\begin{aligned} N &= N_0 e^{-\lambda t} \\ A &= n N_0 \frac{\lambda}{a-\lambda} \left(e^{-\lambda t} - e^{-at} \right) \end{aligned}$$

Nei due casi l'irraggiamento I è dato da una equazione della forma

$$I = k_1 \lambda N + k_2 a A$$

e il rapporto tra le attività del torio X accompagnato dall'emanazione, da una parte, e dal deposito attivo in equilibrio di regime con il torio X , dall'altra, è misurato dal rapporto $\frac{k_1}{k_2 n}$, cioè $\frac{1}{K}$.

Si trova allora per l'evoluzione dell'attività I del torio X

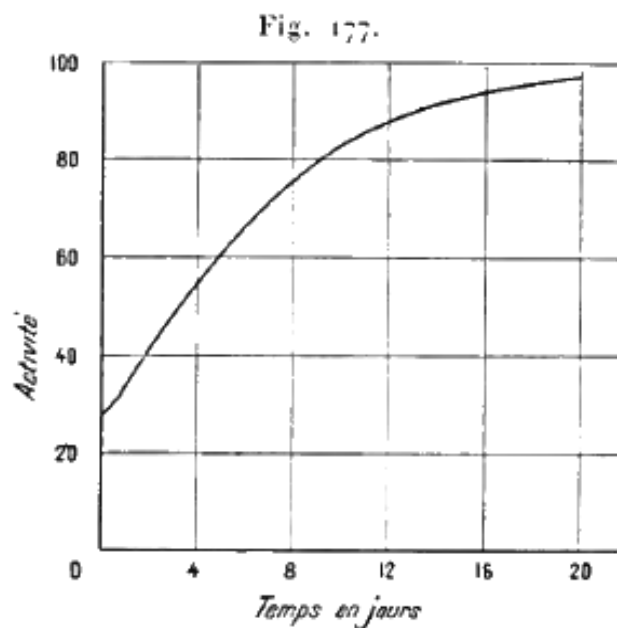
$$\frac{I}{I_0} = e^{-\lambda t} \left(1 + \frac{K\alpha}{a-\lambda} \right) - \frac{K\alpha}{a-\lambda} e^{-at}$$

essendo I l'intensità iniziale.

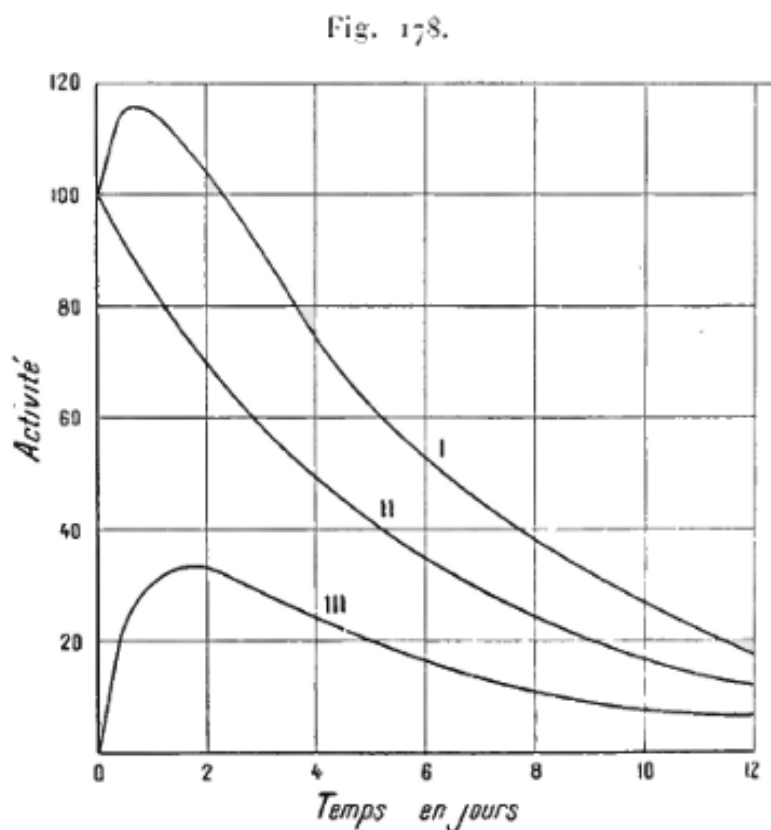
La curva rappresentativa, dopo essere passata per un massimo, tende verso una legge di decrescenza esponenziale caratteristica del torio X ; tale legge è ottenuta in 4 giorni. Si può allora, estrapolando questa curva limite verso l'origine, ottenere l'ordinata iniziale I_0 che verifica la relazione

$$\frac{J_0}{I_0} = 1 + \frac{K\alpha}{a-\lambda}$$

M. Rutherford ha in tal modo ottenuto $K = 0,44$, per l'irraggiamento totale nello strumento utilizzato.



La legge di accrescimento dell'attività del torio privo di torio X e di deposito attivo è rappresentata dalla curva in figura 177; confrontando tale curva con quella della figura 172, si constata che il calo di attività iniziale è soppresso e che, per tempi superiori a 2 giorni, le due curve si possono praticamente confondere. La legge evolutiva del torio X inizialmente privo di deposito attivo è rappresentata dalla curva 178. Questa curva è ottenuta dalla sovrapposizione delle ordinate delle curve II e III la prima delle quali è relativa alla decrescenza dell'attività del torio X e la seconda all'evoluzione dell'attività del deposito attivo. La curva sperimentale concorda con la curva teorica I al grado di precisione sperimentale.



6.6. Radiotorio. Mesotorio

Si è visto in precedenza che il radiotorio è una sostanza molto attiva che è contenuta nel torio in commercio. Questa sostanza produce l'emanazione del torio. È stato pure dimostrato che essa produce torio X . La sua costante radioattiva è $\lambda = 1,09 \cdot 10^{-8} s^{-1}$; il suo periodo $T = 737$ giorni e la sua vita media 164 giorni.

Il radiotorio si separa molto difficilmente dal torio; l'attività del torio è dovuta almeno in larga parte al radiotorio che vi è contenuto e alle sostanze che ne derivano. Il radiotorio privo di torio X e dei prodotti successivi possiede una attività propria non può esserne separato.

Da quanto detto il radiotorio si presenta come una sostanza intermedia tra il torio e il torio X , e si può pensare che è prodotto costantemente dal torio. Questa ipotesi, avanzata dopo la scoperta di questa nuova sostanza, è resa molto verosimile dai lavori di M. Dadourian¹⁸ e da M. Boltwood¹⁹ sull'attività dei sali di torio.

M. Dadourian ha misurato l'attività di un sale di torio con la radioattività indotta che sale comunica ad una lamina metallica in determinate condizioni. Il sale era utilizzato allo stato di soluzione; questa occupava sempre la stessa altezza in una vaschetta piatta in un contenitore sigillato; la lamina era posta sotto la soluzione, sempre alla stessa distanza e nella stessa posizione. L'esposizione era sempre della stessa durata di 19 ore. Si utilizzavano sia le soluzioni di sale in commercio, sia le soluzioni di minerali di torio. Si trova che a parità di quantità di ossido di torio, i minerali toriti, monaziti, torianiti, danno la stessa attività, ma che i sali in commercio danno una attività inferiore della metà. Se, al contrario, si prepara del nitrato di torio a partire dalla monazite, questo sale possiede per grammo di ossido la stessa attività del minerale da cui proviene.

M. Boltwood ha ottenuto lo stesso risultato, misurando l'attività di strati di materia estremamente sottili (da 5 mg a 10 mg su una superficie di 60 cm^2). In queste condizioni l'attività è supposta proporzionale alla quantità di materia utilizzata. I minerali del torio contenevano in genere uranio, essendo le due sostanze dosate. L'attività per grammo di uranio era determinata per minerali quasi del tutto privi di torio (McCoy, Boltwood), e in tal modo era possibile calcolare per differenza l'attività di un minerale di torio per grammo di torio. I minerali utilizzati erano la torite, l'orangite, la monazite, la torianite. L'attività del torio in tutti questi minerali si è mostrata la stessa, mentre l'attività del torio contenuto nei sali in commercio era minore della metà.

Questi risultati ottenuti con due metodi diversi si confermano reciprocamente e non sono favorevoli alle conclusioni di MM. Hofmann, Strauss e Zerban per quanto riguarda l'esistenza di una relazione tra l'attività del torio nei minerali e la presenza dell'uranio in questi stessi minerali.

Di contro, si credeva di poter concludere che la differenza tra l'attività del torio nei minerali e nei sali in commercio provenisse dal fatto che, durante la preparazione dei sali, una parte del radiotorio che accompagna il torio si era trovata separata e che, per questo motivo, la percentuale in radiotorio dei sali in commercio fosse inferiore a quella normale presente nei minerali. Il fatto che i minerali hanno la stessa attività per grammo di torio prova che la parte di radiotorio nel torio del minerale è costante e ciò è a favore dell'ipotesi che il radiotorio è una sostanza derivata dal torio con vita media molto più breve di quella del torio; in queste condizioni, infatti, si è potuto stabilire un equilibrio di regime nei minerali tra il torio e il radiotorio. Ci si potrebbe anche chiedere se l'attività del torio non sia interamente dovuta al radiotorio accompagnato da sostanze derivate.

M. Hahn²⁰ ha modificato in un punto importante queste conclusioni relative ai sali di torio. Data la grande difficoltà nell'estrarre il radiotorio dal torio in commercio, sembra poco verosimile che la separazione del radiotorio avvenga durante la preparazione dei sali di torio. M. Hahn

¹⁸Dadourian, Phys. Zeit., 1906.

¹⁹Boltwood, Phys. Zeit., 1906.

²⁰Phys. Zeit., 1907.

ha seguito la preparazione di questi sali a partire dal minerale e ha potuto assicurarsi che i sali preparati con la monazite possiedono per grammo di torio una attività normale. Anche la purificazione del torio commerciale non comporta alcuna variazione di attività. Ma se si confrontano i sali di torio preparati in periodi diversi, si constata che la loro attività non è la stessa, e si può concludere dal confronto che l'attività di un sale, prima normale, diminuisce dopo la preparazione per tre anni circa e passa per un minimo che si conserva per qualche tempo per poi aumentare leggermente.

Queste osservazioni hanno permesso di concludere che la sostanza che si separa, durante la preparazione dei sali di torio, non è il radiotorio, ma una sostanza intermedia tra le due. Essa, da sé pressoché inattiva, sarebbe di lunga durata; è stata chiamata *mesotorio*. Quando il mesotorio si trova separato dal torio, l'equilibrio tra il torio, il mesotorio e il radiotorio è modificato, e poiché la produzione di radiotorio non compensa più la sua disintegrazione, la percentuale di questa sostanza va diminuendo; ma siccome nello stesso tempo il mesotorio si riforma a partire dal torio, la produzione di radiotorio aumenta di nuovo, e così si spiega l'aumento di attività dopo il minimo.

M. Hahn è riuscito a separare del torio da una sostanza che non contiene torio e che tuttavia manifestava per parecchi mesi una attività crescente, dello stessa natura di quella del torio. Questa sostanza conteneva del mesotorio, e l'attività era dovuta alla produzione del radiotorio, seguita dai prodotti derivati.

Questi risultati sono stati confermati da M. Boltwood che ha trovato anche che il mesotorio accompagna il torio X durante la precipitazione con ammoniaca di una soluzione di sale di torio. Trattando in tal modo un sale di torio (azotato) preparato molto in precedenza, si ottiene per evaporazione della soluzione ammoniacale un residuo la cui attività diminuisce per un mese a causa della disintegrazione del torio X , ma, dopo essere passate per un minimo, aumenta progressivamente, a causa della formazione di radiotorio. Un milligrammo di un tale residuo aveva dopo 2 anni una attività uguale a quella di parecchi grammi di ossido di torio.

Secondo M. Boltwood, la precipitazione di solfato di bario in una soluzione azotata di torio è accompagnata da un trasporto di torio X e di mesotorio e non di torio o di radiotorio. L'attività del precipitato diminuisce dapprima per 1 mese, passa per un minimo molto piccolo e aumenta solo in seguito per il formarsi di radiotorio e delle sostanze derivate.

Sembra, riassumendo, che il radiotorio e il torio si separino molto difficilmente tra loro, ma che il mesotorio e il torio X si possano separare facilmente dal torio e dal radiotorio. Il mesotorio non è inattivo; uno studio più accurato ha mostrato che esso emette raggi β .

Il mesotorio non è una sostanza semplice. Avendo preparato del mesotorio privo di radiotorio e di sostanze derivate, M. Hahn²¹ ha effettuato la precipitazione della soluzione con ammoniaca in presenza di cloruro di zirconio. In queste condizioni il precipitato contiene una materia che emette raggi β , e la cui attività decresce secondo una legge esponenziale semplice con un periodo di 6,2 ore. Il materiale rimasto in soluzione, inizialmente inattivo, aumenta la propria attività; la curva che rappresenta questo aumento è complementare alla curva di disintegrazione della sostanza attiva trasportata con lo zirconio. Si può concludere che il mesotorio si compone di due sostanze la prima delle quali, inattiva e di periodo molto lungo, produce una sostanza che emette raggi β e con un periodo di 6,2 ore; quest'ultima è probabilmente la sostanza che produce radiotorio. Le due sostanze sono indicate con *mesotorio 1* e *mesotorio 2*. Si è proposta la seguente notazione (Hahn):

		Torio
Mesotorio 1	o	torio 1
Mesotorio 2	o	torio 2
Radiotorio	o	torio 3

Per rendersi conto del periodo del mesotorio 1, M. Hahn ha studiato la variazione di attività di sali di torio in commercio di diverse età. Uno studio preliminare ha mostrato che l'attività

²¹Hahn, Phys. Zeit., 1908.

di un sale da poco preparato è esattamente la stessa per grammo di torio dell'attività di un minerale di torio per grammo di torio. L'attività era misurata per strati molto sottili di materia che avevano raggiunto la loro percentuale di regime di torio X e che erano stati fortemente calcinati per impedire l'emissione di emanazione. Il risultato ottenuto mostra che nel corso del trattamento di preparazione dei sali in commercio il radiotorio rimane integralmente con il torio. Questo risultato è confermato dallo studio dei residui del trattamento; questi residui non contengono radiotorio, ma mesotorio.

Un sale preparato aumenta dapprima l'attività a causa della produzione di torio X ; poi si manifesta la decrescenza dovuta alla disintegrazione del radiotorio. Confrontando l'attività dei sali preparati in tempi noti, si constata che il minimo di attività è raggiunto circa 4,5 anni dopo la preparazione. L'aumento di attività che si presenta in seguito dura parecchio tempo; l'attività è ancora crescente 12 anni dopo la preparazione. La legge evolutiva dell'attività non è la stessa se si misura l'intensità dell'irraggiamento totale o il flusso di emanazione, e lo scarto tra le due leggi si può interpretare attribuendo un irraggiamento α al torio privo di radiotorio e dei suoi derivati.

Per misurare il flusso di emanazione, si fa passare nella soluzione di sale di torio una corrente d'aria di velocità costante che attraversa poi la camera di ionizzazione; le misure non offrono una grande precisione. Il flusso di emanazione è proporzionale alla quantità di radiotorio, e si può quindi ammettere che l'attività così misurata si compone di due termini: uno corrispondente al radiotorio presente all'origine e che si disintegra secondo una legge con costante λ_2 , l'altro che corrisponde al radiotorio formatosi a partire dal torio, con l'intermediazione del mesotorio la cui costante è λ_1 . Il mesotorio può essere considerato come formato con un tasso costante dal torio, e si può astrarre dalla sua composizione complessa; si può, inoltre, supporre che il mesotorio è stato completamente separato dal torio al momento della preparazione. Con queste ipotesi il numero N di atomi di radiotorio è rappresentato dalla formula

$$N = N_0 e^{-\lambda_2 t} + N_0 \left(1 - \frac{\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)$$

essendo N_0 il valore di N dopo la preparazione del sale per $t = 0$; questo valore è nello stesso tempo quello che corrisponde all'equilibrio di regime con il torio. La curva costruita sperimentalmente è in buon accordo con la curva teorica, costruita ponendo

$$\lambda_1 = 0,126 \text{ anni}^{-1} \quad \lambda_2 = 0,343 \text{ anni}^{-1}$$

Queste costanti corrispondono ai periodi

$$T_1 = 5,5 \text{ anni} \quad T_2 = 373 \text{ giorni}$$

Per i sali più vecchi, la concordanza non è molto buona.

Se si segue l'attività dei sali con la misura dell'irraggiamento totale, si può ammettere che l'attività è dovuta al torio e al radiotorio e alle sostanze derivate. Vedremo che al radiotorio e suoi derivati corrispondono cinque gruppi di raggi α ; se un gruppo di questi raggi è emesso anche dal torio, l'attività inseparabile di questa sostanza potrebbe costituire circa la sesta parte, cioè 16,7% dell'attività del torio in equilibrio di regime con il radiotorio e i suoi derivati. L'attività varierà allora secondo la formula

$$I = 16,7 + 83,3 e^{-\lambda_2 t} + 83,3 \left(1 - \frac{\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)$$

Questa formula sembra ben adattarsi ai risultati sperimentali.

Si può infine studiare la legge di aumento dell'attività del mesotorio che si estrae dai residui del trattamento delle sabbie monazite o dei sali di torio commerciale preparato in passato. L'attività misurata dal flusso dell'emanazione è dovuta al radiotorio, ed è pressoché uguale a quella misurata con l'irraggiamento totale, poiché l'attività del mesotorio interviene appena

rispetto a quella del radiotorio e dei suoi derivati. L'attività rimane in questo caso proporzionale al numero N di atomi di radiotorio presenti, e questo è dato dalla formula

$$N = \frac{nQ}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t})$$

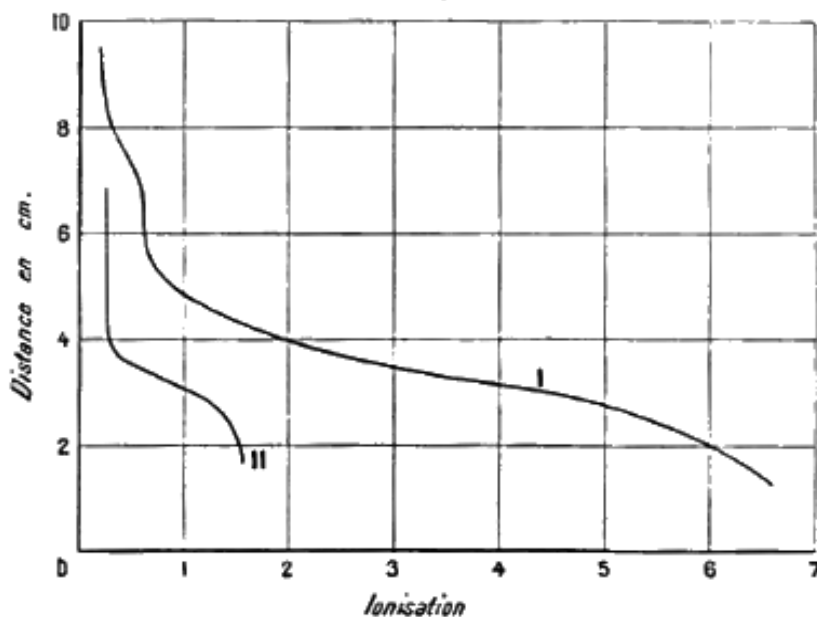
dove Q è il numero di atomi di mesotorio all'origine e n il numero di atomi di radiotorio che provengono da un atomo di mesotorio. Osservazioni fatte per circa 2 anni confermano la formula teorica; il massimo di attività si dovrà avere dopo 4,6 anni.

Irraggiamento delle sostanze della famiglia del torio

Si potrebbe prevedere per la famiglia del torio l'esistenza di almeno cinque gruppi di raggi α (radiotorio, torio X , emanazione, torio B , torio C). L'analisi di questa questione è stata fatta da M. Hahn²² che utilizzò radiotorio di forte attività. La curva di ionizzazione del radiotorio in equilibrio radioattivo presenta solo due curve a gomito (fig. 179 I), una che corrisponde al torio C (cammino, 8,6 cm) e un'altra meno netta, vicino a 6 cm. È quindi necessario studiare le diverse sostanze separatamente.

Nel radiotorio è stato eliminato il torio X per mezzo di precipitazioni ripetute con ammoniaca, che permettono pure l'eliminazione del deposito attivo. Questo radiotorio privo di torio X e di deposito attivo, utilizzato in uno strato molto sottile, produce con il dispositivo di M. Bragg una curva di ionizzazione corrispondente ad un solo gruppo di raggi α omogenei, caratterizzati da un cammino di 3,9 cm (fig. 179, II). Se si continuano le misure per alcuni giorni, la curva modifica il proprio aspetto; si vede apparire un gruppo di raggi di cammino molto lungo (8,6 cm) e un altro gruppo di cammino circa 6 cm. Siccome l'operazione è fatta impedendo l'accumulo di emanazione, portandola via continuamente con una corrente d'aria; se ne conclude che il gruppo il cui cammino è uguale a 6 cm è dovuto al torio X .

Fig. 179.



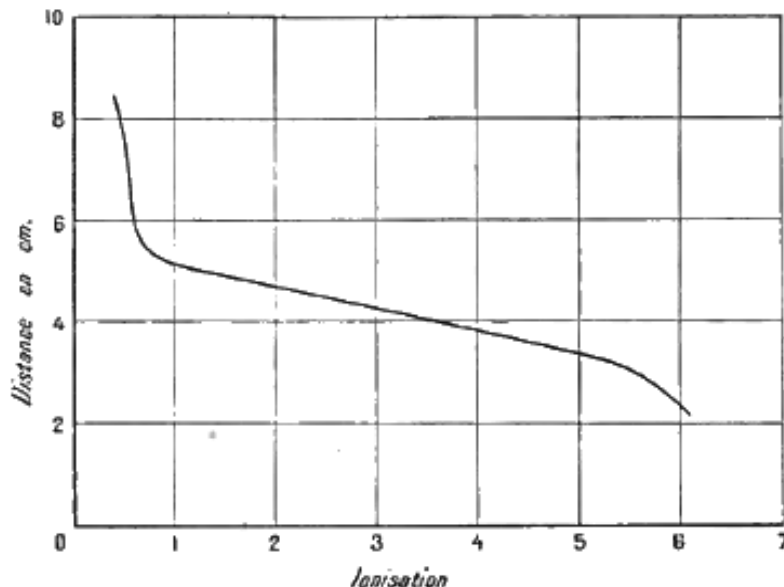
Il radiotorio utilizzato per le esperienze non è certamente privo di torio; tuttavia l'attività propria del torio è in questo caso molto debole perché il cammino di 3,9 cm possa essere considerato come corrispondente ai raggi del torio.

Anche il torio X separato dal radiotorio è stato studiato. La precipitazione del radiotorio con ammoniaca era fatta in presenza di una traccia di sale di ferro, rendendo l'operazione più completa. La soluzione era evaporata e il residuo calcinato per eliminare i sali di ammoniaca; dopo aver ridisciolti il residuo, si evaporava la soluzione su una lamina di platino e la si scaldava molto intensamente per eliminare il torio A ; si attendeva poi per qualche ora la disintegrazione

²²Hahn, Phys. Zeit., 1906.

completa del torio *B* e *C*. La lamina era allora utilizzata come sorgente di raggi, e si ripuliva costantemente con una corrente d'aria dall'emanazione, per impedirne l'accumulo. La curva di ionizzazione ottenuta indica sempre la presenza di torio *C*, presenza difficilmente evitabile, ma si constatava inoltre la presenza di un gruppo di raggi caratterizzati da un percorso di $5,7\text{ cm}$ (fig. 180). Questo gruppo appartiene al torio *X*.

Fig. 180.



Per misurare il cammino dei raggi α emessi dall'emanazione, si faceva passare una corrente d'aria carica di emanazione attraverso un contenitore piatto la cui faccia superiore era formata da una sottile lamina di mica di potere di arresto noto (fig. 62). Si osservavano le scintillazioni prodotte dai raggi su uno schermo fosforescente posto al di sopra della lamina di mica a distanza variabile. La precisione di queste misure è mediocre, e si possono utilizzare solo le osservazioni fatte all'inizio finché la perturbazione prodotta dalla formazione del deposito attivo non rimane significativa. Il cammino trovato tenendo conto del calo prodotto dalla lamina di mica era uguale a $5,2\text{ cm}$, ma, siccome il cammino valutato con il metodo della ionizzazione sarebbe stato un poco più lungo, a causa della sensibilità maggiore del metodo, il valore adottato per il cammino è $5,5\text{ cm}$.

Ecco, in riassunto, le lunghezze dei cammini osservati:

Radiotorio	$3,9\text{ cm}$
Torio <i>X</i>	$5,7$
Emanazione	$5,5$
Torio <i>B</i>	$5,0$
Torio <i>C</i>	$8,6$

Abbiamo visto che per i quattro gruppi di raggi α appartenenti al radio e ai suoi tre derivati: emanazione, radio *A* e radio *C*, il numero delle particelle emesse nell'unità di tempo è probabilmente la stessa quando le sostanze sono in equilibrio radioattivo. Non sembra essere così nel caso della famiglia del torio. Si trova, infatti, che il rapporto tra le attività dell'emanazione e del deposito attivo in equilibrio radioattivo è circa quattro volte maggiore di quello che si può prevedere nell'ipotesi in cui i numeri delle particelle α emesse dall'emanazione, dal torio *B* e *C* fosse lo stesso, e in cui la ionizzazione prodotta da una particella α fosse proporzionale al cammino²³. Le misure erano fatte con un condensatore cilindrico nel quale si inviava una corrente d'aria carica di emanazione, mentre un campo elettrico era stabilito tra gli elettrodi. Quando si raggiungeva l'equilibrio, si misurava la ionizzazione che era dovuta all'emanazione e

²³Bronson, Phil. Mag., 1908.

al deposito attivo; poi si fermava la corrente d'aria, si attendeva che l'emanazione fosse eliminata e si misurava la ionizzazione dovuta al solo deposito attivo. Per interpretare i risultati si teneva conto dell'utilizzo dei raggi α nello strumento di misura.

Si può così supporre che un atomo di emanazione del torio produce durante la propria disintegrazione quattro particelle α , mentre un atomo di torio B o C produce solo una particella. Ma si potrebbe pure ammettere che l'emanazione è una sostanza complessa, composto di quattro termini successivi, a evoluzione molto rapida, comportando ogni trasformazione l'emissione di una sola particella. Quest'ultima ipotesi è sostenuta dall'osservazione delle scintillazioni prodotte su due schermi fosforescenti molto vicini dall'emanazione contenuta tra di essi; le scintille osservate sembrano prodotte in gruppi, ognuno dei quali risulta piuttosto successive che simultaneo²⁴.

Considerando la ionizzazione prodotta da una particella come approssimativamente proporzionale al cammino e ammettendo che un atomo di torio X emette una sola particella α , si trova che, se il torio X è in equilibrio con l'emanazione e il deposito attivo, il rapporto tra l'attività del deposito e quello del torio X accompagnato dall'emanazione deve essere circa uguale a $\frac{5,0+8,6}{5,7+4 \times 5,5}$, cioè 0,48. L'esperienza indica per questo stesso rapporto il valore 0,44 che differisce poco dal precedente.

L'irraggiamento β delle sostanze della famiglia del torio è stato pure studiato in dettaglio. Questo irraggiamento proviene principalmente dal deposito attivo e dal mesotorio; il torio al minimo di attività (contenente radiotorio), il torio X e l'emanazione del torio non intervengono in modo significativo. Quando il torio X è stato privato del deposito attivo per riscaldamento, l'irraggiamento iniziale totale costituisce circa il 60% del valore massimo raggiunto in seguito, mentre l'irraggiamento iniziale misurato attraverso uno schermo di alluminio dello spessore di 0,06 mm è inferiore al 3% del valore massimo²⁵. Tuttavia, confrontando il potere di penetrazione dei raggi β per il deposito attivo e per il torio X contenenti assai poco deposito attivo, si è potuto constatare che il torio X emette raggi β estremamente assorbibili²⁶.

Quando si riporta il torio al minimo d'attività, per separazione del torio X e temporanea estinzione del deposito attivo, si sopprime quasi completamente l'irraggiamento penetrante. Per il torio così preparato l'intensità iniziale dell'irraggiamento totale costituisce circa il 23% del massimo raggiunto dopo 1 mese, mentre l'intensità dell'irraggiamento β costituisce meno del 3% del massimo raggiunto durante lo stesso tempo. Si può quindi pensare che il torio accompagnato dal radiotorio non emette raggi β ; quanto al mesotorio, si trova separato nello stesso tempo del torio X e non interviene nelle misure.

M. Hahn e M. Meitner hanno mostrato che i raggi β del mesotorio sono complessi. La legge di assorbimento non è un esponenziale semplice. Il coefficiente di assorbimento osservato per l'alluminio variava tra $\mu = 38,5$ e $\mu = 20,2$.

Si vede che l'irraggiamento β delle sostanze della famiglia del torio è così composta: due gruppi di raggi omogenei appartenenti rispettivamente al torio A e D , un gruppo complesso appartenente al mesotorio e un gruppo appartenente al torio X . I coefficienti di assorbimento per l'alluminio hanno i seguenti valori:

Mesotorio	da 38,5 a 20,2
Torio X	raggi molto assorbibili
Torio A	175
Torio D	15,7

L'analisi dell'irraggiamento β , eseguita con il metodo radiografico, con l'aiuto di un campo magnetico, ha dato risultato interamente conformi a quelli indicati.

L'esistenza di un irraggiamento γ è stata verificata con certezza per il deposito attivo; questi raggi appartengono probabilmente al torio D .

²⁴Geiger e Marsden, Phys. Zeit., 1910.

²⁵Lewis, Phys. Zeit., 1906.

²⁶Hahn e L. Meitner, Phys. Zeit., 1910.

6.7. Famiglia del torio

Ecco la serie dei derivati del torio attualmente conosciuti:

	Vita media	
Torio	dell'ordine di 10^{10} anni	raggi α
Mesotorio 1	7,9 anni	
Mesotorio 2	8,9 ore	raggi β
Radiotorio	1063 giorni	raggi α
Torio X	5,35 giorni	raggi α, β
Emanazione	76 secondi	raggi α
Torio A	15,3 ore	raggi β
Torio B	79 minuti	raggi α
Torio C	vita molto breve	raggi α
Torio D	4,5 minuti	raggi β, γ

ATTINIO E SUA FAMIGLIA

7.1. Attività dell'attinio

L'attinio è una sostanza di attività permanente; essa emette raggi α, β, γ , e libera una emanazione radioattiva di durata molto breve, con periodo di 3,9 secondi. Questa emanazione produce una radioattività indotta con un periodo di decadimento di 36 minuti.

Per quanto riguarda la costanza dell'irraggiamento dell'attinio, abbiamo ancora dati limitati. Misurando l'irraggiamento penetrante dell'attinio contenuto in un'ampolla di vetro sottile (campione preparato dopo 4 anni), si è osservato che l'attività è rimasta pressoché costante per un intervallo di tempo di 18 mesi, sul quale si basano attualmente le misure.

7.2. Attinio X

Si è visto che aggiungendo bario a una soluzione di attinio e precipitando, dopo un certo tempo, il bario con l'acido solforico, M. Debiere¹ ha ottenuto un trascinamento di attività con il bario precipitato. Non era quindi solo l'attinio che veniva trasportato in queste condizioni; infatti se, dopo aver trasformato il solfato in cloruro, si precipitava nella soluzione l'attinio con l'ammoniaca, il bario che rimaneva disciolto conservava un forte attività, parecchie centinaia di volte maggiore di quella dell'uranio. L'attività poteva essere ancora concentrata per cristallizzazione frazionata del sale di bario e si accumulava nei cristalli; poteva allora raggiungere un valore parecchie migliaia di volte superiore a quello dell'attività dell'uranio. Ma dopo tre settimane il prodotto ottenuto conservava solo circa un terzo della sua attività iniziale. L'attività ottenuta era tanto maggiore quanto il sale di bario rimaneva per più tempo in soluzione con l'attinio.

M. Giesel² ha osservato che l'attività dell'attinio aumenta per 1 mese dopo la preparazione e assume poi un valore costante. Precipitando una soluzione di attinio con ammoniaca, ha ottenuto nella soluzione ammoniacale una sostanza attiva la cui attività scompariva in alcuni mesi e che egli chiamò emanium X, non essendo ancora stata ammessa in quel periodo l'identità dell'emanium e dell'attinio.

M. Godlewski³ ha iniziato simultaneamente la ricerca di una sostanza in grado di svolgere per l'attinio lo stesso ruolo del torio X per il torio. Trattando una soluzione di attinio con l'ammoniaca, ottenne nel precipitato l'attinio allo stato pressoché inattivo, mentre la soluzione ammoniacale evaporata lasciava un residuo alquanto attivo. La sostanza attiva così separata dall'attinio è stata chiamata *attinio X*. Essa si trovava nel residuo molto debole che sussiste dopo la distruzione dei sali di ammoniaca con il calore: la massa di questo residuo dipende dalle impurità contenute nell'attinio, ma l'attività totale è proporzionale alla quantità di attinio utilizzato per l'operazione.

La legge evolutiva dell'attività totale è stata studiata per l'attinio X e per l'attinio senza attinio X. Si constata che, durante il primo giorno dopo la separazione, l'attinio X accresce la propria attività di circa il 15% (fig. 181); dopo essere passata per un massimo, decresce; la legge limite del decadimento è un esponenziale semplice, con un periodo di 10,2 giorni, corrispondente ad una costante radioattiva $\lambda = 0,068 \text{ giorni}^{-1}$. Questa legge si applica esattamente solo dopo aver sottratto dall'attività totale una attività residua costante, di circa il 2,7%.

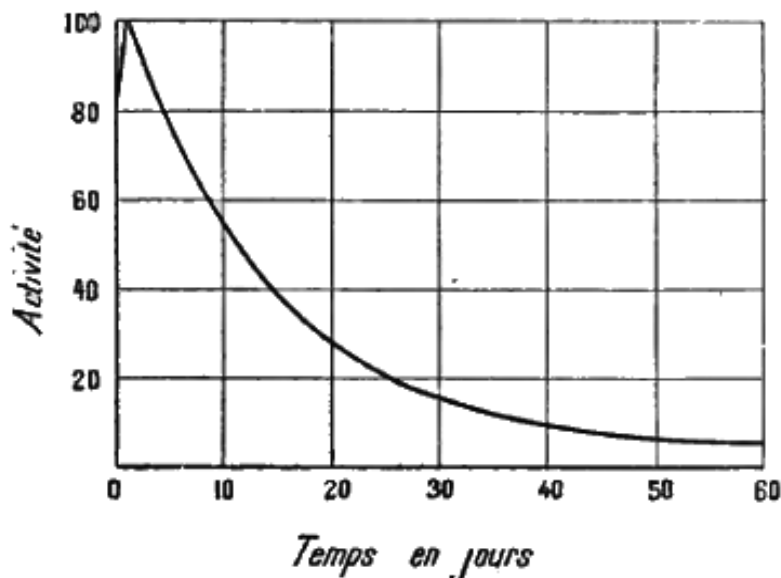
¹Debiere, Comptes rendus, 1900.

²Giesel, Chem. Ber., 1903.

³Godlewski, Jahrbuch d. Rad., 1926; Le Radium, 1907.

La curva di accrescimento dell'attività dell'attinio non era esattamente quella che corrisponde alla formazione di attinio X con flusso costante, tuttavia l'andamento generale della curva corrispondeva a questa ipotesi. Il piccolo valore dell'irraggiamento iniziale permetteva di pensare che l'attinio non è di per sé attivo.

Fig. 181.

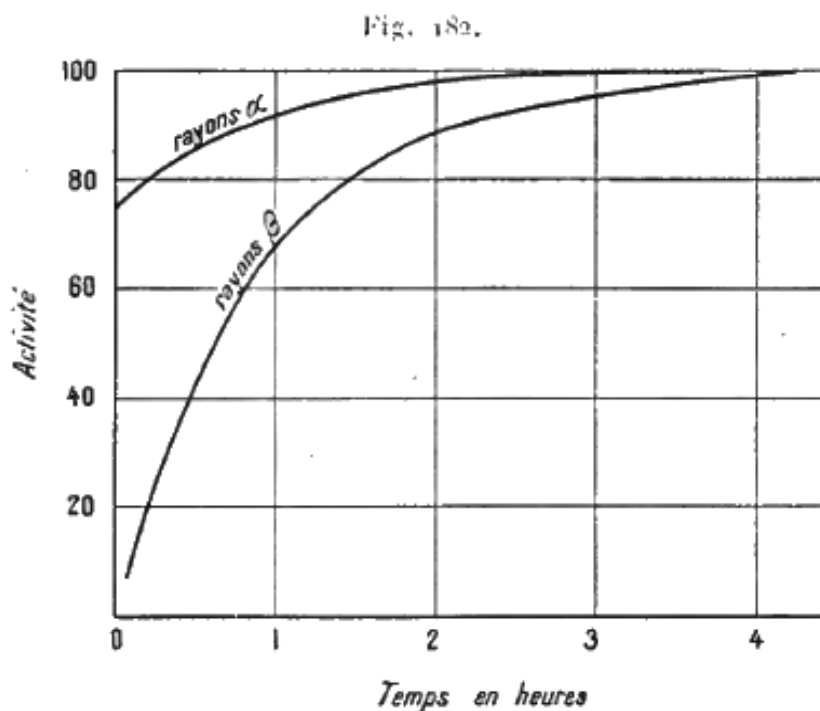


M. Godlewski ha provato che l'attinio X è la sorgente dell'emanazione dell'attinio; il flusso di emanazione è infatti strettamente legato alla quantità di attinio X presente e non a quella dell'attinio. La presenza dell'emanazione comporta la formazione del deposito attivo. Quest'ultimo accompagna l'attinio X nella separazione con ammoniaca; ma calcinando il residuo dell'evaporazione della soluzione ammoniacale si determina la volatilizzazione del deposito attivo, e la formazione di quest'ultimo produce l'aumento iniziale dell'attività dell'attinio X nuovamente preparato.

Invece di preparare l'attinio X utilizzando la precipitazione di una soluzione di attinio con l'ammoniaca, si può utilizzare il trascinarsi dell'attinio X con il solfato di bario, seguito da un trattamento di cristallizzazione frazionata effettuata sul sale di bario (cloruro o bromuro) contenente attinio X. Secondo M. Giesel, la separazione dell'attinio X con questo procedimento, a partire da una soluzione cloridrica neutra di terre rare prive di torio, è una operazione molto completa.

M. Godlewski aveva trovato che l'attinio X emette raggi α e anche β . Tuttavia M. Lewin⁴ ha mostrato che riscaldando fortemente l'attinio X, in modo da eliminare completamente il deposito attivo, si ottiene una sostanza che emette solamente raggi α . L'attività iniziale dell'attinio X accompagnata dall'emanazione, misurata in raggi α , rappresentava dal 72 al 76% dell'attività massima, mentre l'attività iniziale misurata in raggi β era compresa tra il 2,5 e il 5% dell'attività massima. Le curve di accrescimento dell'attività misurata dall'irraggiamento α e β sono rappresentate nella figura 182. Il massimo è raggiunto dopo 4 ore.

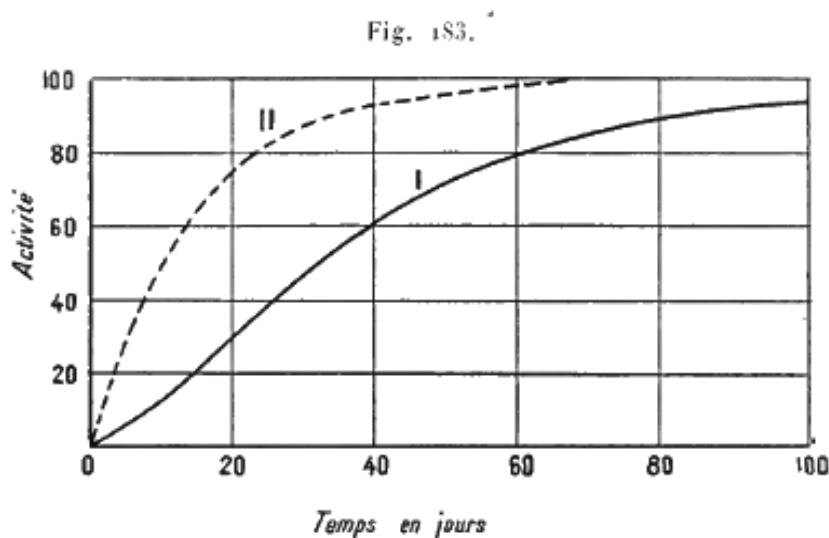
⁴Lewin, Phys. Zeit., 1906.



Nelle esperienze di M. Lewin, l'attinio privo di attinio X conserva ancora sempre una attività di circa il 28%. Questa divergenza tra i risultati di M. Godlewski e di M. Lewin è stata spiegata con la scoperta del *radioattinio*.

7.3. Radioattinio

M. Hahn⁵ ha mostrato che la curva di accrescimento dell'attività totale dell'attinio che è stata ottenuta in condizioni particolarmente inattive (fig. 183, curva I) differisce fortemente dalla curva che si otterrebbe se l'attinio desse origine alla produzione uniforme di una sostanza attiva con periodo di 10,2 giorni (fig. 183, curva II). La divergenza tra le due curve porta a concludere che esiste tra l'attinio e l'attinio X una sostanza radioattiva intermedia, e che la formazione dell'attinio X si trova così ritardata. M. Hahn ha tentato di separare questa sostanza dall'attinio ed è riuscito a dimostrare che la sua ipotesi era esatta. La nuova sostanza è stata chiamata *radioattinio*.



⁵Hahn, Phys. Zeit., 1906.

Il radioattinio si separa difficilmente dall'attinio. Precipita con l'ammoniaca come l'attinio, ma più facilmente, così da rendere possibile una separazione parziale utilizzando la precipitazione frazionata. Si può pure aggiungere dell'iposolfito di sodio alla soluzione cloridrica di attinio; il deposito che si forma contiene zolfo che si calcina in un crogiolo; il radioattinio, che non è volatile, si trova nel residuo. Secondo M. Lewin, il radioattinio è pure trasportato nella precipitazione di una soluzione di attinio con idrogeno solforato e può così essere separato dall'attinio.

Quando si scioglie l'attinio in acido cloridrico diluito, si ottiene sempre un residuo la cui attività può dapprima essere stazionaria, crescendo o decrescendo; ma, da 2 a 3 settimane dopo la preparazione, si stabilisce una legge di decadimento con un periodo di circa 20 giorni. Questo residuo è composto da una miscela di radioattinio e di attinio X in proporzione iniziale variabile, e il periodo di 20 giorni deve essere attribuito al radioattinio.

M. Hahn è riuscito ad ottenere radioattinio pressoché privo di attinio e attinio X e ha mostrato che il radioattinio produce attinio X che può essere estratto mediante la separazione con ammoniaca. Dopo la separazione, il radioattinio aumenta la propria attività poiché l'attinio X si accumula di nuovo.

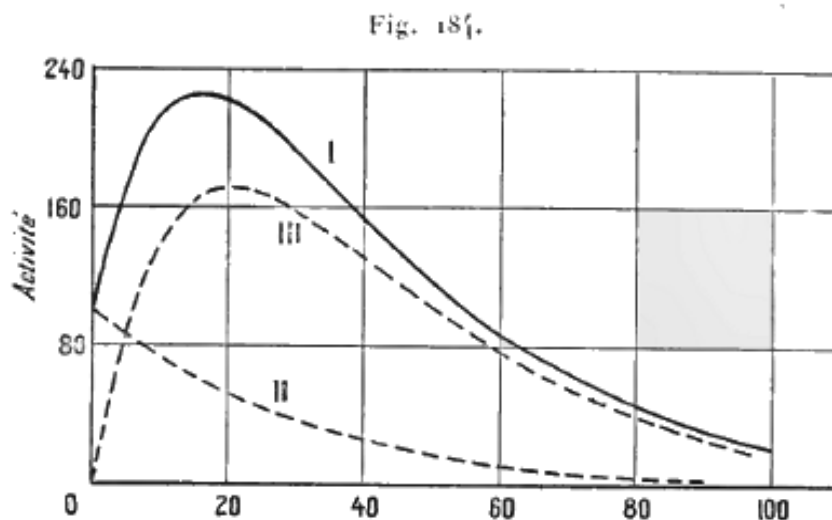
Il radioattinio è attiva di per sé. Il suo periodo è uguale a 19,5 giorni secondo M. Hahn e a 20 giorni secondo M. Lewin. L'irraggiamento α e β aumentano per la formazione dell'attinio X e dei suoi derivati, passa per un massimo e diminuisce poi con il periodo del radioattinio. Si osserva, in genere, una piccola attività rimanente dovuta alla presenza di una piccola quantità di attinio.

La vita media dell'emanazione e dei costituenti del deposito attivo è breve rispetto a quella del radioattinio e dell'attinio X, e la legge evolutiva dell'attività del radioattinio e dell'attinio può essere studiata facendo intervenire solo le costanti radioattive λ_1 e λ_2 che caratterizzano il radioattinio e l'attinio X; quest'ultimo è allora considerato come in equilibrio radioattivo con i suoi derivati. Il radioattinio è considerato come prodotto con flusso costante dall'attinio.

L'attività I del radioattinio privo di attinio e, nella fase iniziale, di attinio X evolve secondo la formula

$$I = I_0 \left[e^{-\lambda_1 t} + \frac{K\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \right]$$

dove I_0 indica l'attività iniziale e K il rapporto tra la ionizzazione prodotta dall'attinio accompagnato dai suoi derivati e quella del radioattinio, quando i due prodotti sono in equilibrio con l'attinio. La curva sperimentale è in buon accordo con quella teorica (fig. 184, curva I) costruita ponendo $K = 3,5$. Il massimo è ottenuto in 17 giorni. La curva I è ottenuta dalla sovrapposizione delle curve II e III, la prima delle quali rappresenta la diminuzione dell'attività del radioattinio e la seconda l'evoluzione dell'attinio dovuta all'attinio X, L'attività iniziale è posta uguale a 100.



L'attinio può essere separato allo stato quasi inattivo; l'attività iniziale è, per esempio, il 2,5% dell'attività limite; si può quindi ammettere che l'attinio non è di per sé attivo. L'attività I aumenta con il tempo (fig. 183, curva I) e tende verso un valore limite I_∞ secondo la legge

$$\frac{I}{I_\infty} = \left[1 - \frac{e^{-\lambda_1 t} + \frac{K}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t})}{1 + K} \right]$$

Il limite è raggiunto in circa 4 mesi. Si ottiene un buon accordo tra teoria ed esperimento ponendo

$$K = 3,5 \quad \lambda_1 = 4,10 \cdot 10^{-7} s^{-1} \quad \lambda_2 = 7,8 \cdot 10^{-7} s^{-1}$$

e quindi con periodi

$$T_1 = 19,5 \text{ giorni} \quad T_2 = 10,2 \text{ giorni}$$

7.4. Composizione del deposito attivo

Le curve rappresentative dell'evoluzione del deposito attivo dell'emanazione dell'attinio sono caratterizzate da una legge di decadimento limite che corrisponde ad un periodo di 36 minuti. In prima approssimazione, le curve ottenute misurando l'irraggiamento β non sono diverse da quella ottenute dalla misura dell'irraggiamento α . Per tempi superiori a 15 minuti la legge limite è raggiunta per qualunque tempo di esposizione.

La curva evolutiva che corrisponde ad un tempo di attivazione molto breve (fig. 83) manifesta una intensità iniziale molto piccola; questa intensità cresce e passa per un massimo dopo 9 minuti; la decrescenza avviene secondo una legge che tende rapidamente verso la legge limite. La curva è ben rappresentata dalla formula

$$\frac{I}{I_m} = \frac{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}}{e^{-\lambda_1 x} - e^{-\lambda_2 x}}$$

In questa formula, I indica l'attività misurata in raggi α , I_m il valore massimo di tale attività, x il tempo che corrisponde al massimo; λ_1 e λ_2 sono due costanti radioattive di cui λ_1 caratterizza la legge di decadimento limite, mentre λ_2 ha un valore superiore. Si trova

$$T_1 = 36 \text{ minuti} \quad \lambda_1 = 3,2 \cdot 10^{-4} s^{-1}$$

$$T_2 = 2,15 \text{ minuti} \quad \lambda_2 = 5,37 \cdot 10^{-3} s^{-1}$$

L'interpretazione di questa curva si può fare con il metodo ordinario, ammettendo che il deposito attivo si compone di due sostanze, la prima delle quali, l'attinio A , prodotto direttamente dall'emanazione, è inattivo, ma si trasforma in una seconda sostanza, attinio B , che è attiva. Le due costanti radioattive caratterizzano rispettivamente le velocità di disintegrazione delle due sostanze.

Esperienze di elettrolisi effettuate su una soluzione di deposito attivo hanno mostrato che si può raccogliere all'anodo una sostanza attiva la cui attività dimezza in circa 1,5 minuti⁶. MM. Meyer e v. Schweidler⁷ hanno riscaldato placche attivate. Hanno constatato che fino alla temperatura di 200° non si aveva alcun effetto. Al rosso vivo l'attività è in parte volatilizzata, e la materia che rimane sulla placca dimezza in circa 1,5 minuti. Da queste esperienze si conclude che la sostanza che emette raggi α è quella con decadimento più rapido. Ecco i valori ottenuti per il periodo dell'attinio A da diversi sperimentatori⁸:

⁶Miss Brooks, Phil. Mag., 1904.

⁷Meyer e Schweidler, Wien. Ber., 1905.

⁸Debierne, Comptes rendus, 1904. - Miss Brooks, Phil. Mag. 1904. - Elster e Geitel, Arch. Sc. Phys. et Mat., 1905. - Bronson, Ant. Journ. of Sc., 1905. - Godlewski, Phil. Mag. 1905. - Meyer e Schweidler, Wiener Ber., 1905. - Hahn e Sackur, Chem. Ber., 1905.

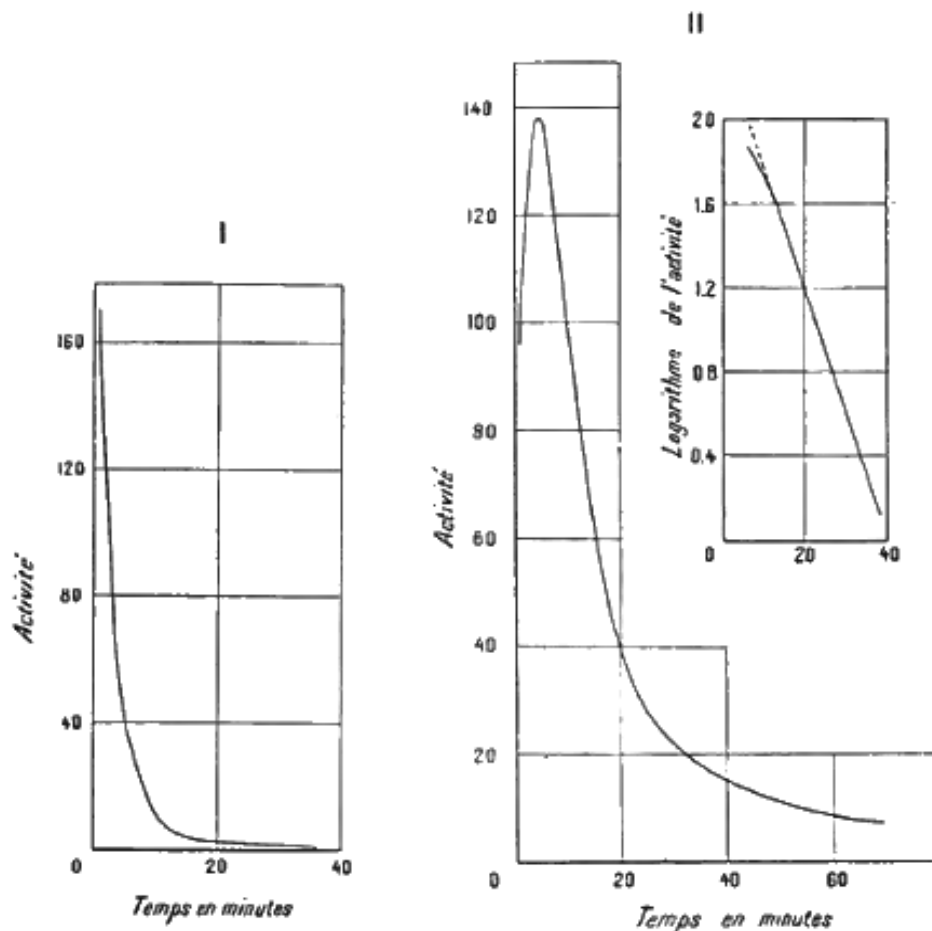
Debierne	40	minuti
Miss Brooks	41	“
Elster e Geitel	34,4	“
Bronson	35,7	“
Godlewski	36	“
Meyer e v. Schweidler	35,8	“
Hahn e Sackur	36,4	“

Il disaccordo dei valori singoli è molto importante. I valori vicini a 40 minuti sono stati ottenuti per lamine attivate con una corrente gassosa che trasportava l'emanazione. Attivando lamine con semplice esposizione vicino all'attinio, M. Debierne ha ottenuto un periodo di 36 minuti. È molto probabile che questi siano i valori vicini ai 36 minuti che si avvicinano maggiormente al valore esatto. M. Hahn e M.lle Meitner⁹ hanno mostrato che il deposito attivo dell'attinio si compone di più di due sostanze. Essi hanno studiato in funzione del tempo l'irraggiamento α di lastre attivate sottoposte ad un forte riscaldamento per mezzo minuto. L'irraggiamento α decresce con regolarità; la legge di decadimento (fig. 185, curva I) diviene una legge esponenziale pura quando si tiene conto della correzione apportata da una attività di decrescenza più lenta proveniente dal fatto che l'attinio *A* non è stato eliminato del tutto; l'attività dovuta all'attinio *B* in equilibrio di regime con l'attinio *A* costituisce solo poco più del 4% dell'attività iniziale totale. Dopo aver effettuato la correzione corrispondente, si trova, per il periodo di decadimento dell'irraggiamento α , il valore 2,15 minuti come media di numerose esperienze. Questo periodo caratterizza l'attinio *B* e si trova in eccellente accordo con il valore dedotto dalla curva evolutiva dell'attività indotta dopo una breve esposizione. Il valore corrispondente della costante radioattiva è $\lambda = 0,3225 \text{ min}^{-1}$.

L'irraggiamento β delle lastre sottoposte allo stesso trattamento evolve in modo del tutto diverso. Si osserva un incremento iniziale rapido (fig. 185, II), e si ottiene un massimo, seguito da una diminuzione meno rapida di quella dell'attinio *B*; la legge finale è, come nel caso precedente, la legge esponenziale che si addice all'attinio, ma estrapolando questa curva limite verso l'origine, si trova che l'irraggiamento corrispondente rappresenta all'origine solo il 4% dell'irraggiamento β totale; questa parte dell'irraggiamento è considerata come corrispondente all'attinio *A* che non è stato eliminato dal riscaldamento e che si trova in equilibrio con le sostanze di breve durata che ne derivano.

⁹Hahn e M.lle Meitner, Phys. Zeit., 1908.

Fig. 185.



Sopprimendo l'attività corrispondente, si trova che, qualche minuto dopo il massimo, l'irraggiamento β decresce con una legge esponenziale di periodo 5,1 minuti e una costante radioattiva $\lambda = 0,136 \text{ min}^{-1}$. Si ammette che questa costante caratterizzi un terzo costituente del deposito attivo, l'attinio C , che emette raggi β , mentre l'attinio B , al quale si attribuiva in precedenza la totalità dell'irraggiamento α, β, γ del deposito attivo, emette solo α . L'aspetto delle curve sperimentali si spiega allora ammettendo che il riscaldamento elimina quasi del tutto l'attinio A e C , e che l'aumento dell'irraggiamento β all'origine proviene dalla formazione dell'attinio C a partire dall'attinio B . L'attinio B decadendo più rapidamente dell'attinio C , lascia sulla piastra il solo attinio C , e si osserva la sua legge di decadimento. Il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento β che rimane dopo la sottrazione dell'intensità attribuibile alla presenza dell'attinio A è rappresentata in funzione del tempo nella figura 185, II. La curva che rappresenta l'evoluzione dell'irraggiamento β dopo il riscaldamento, tenendo conto della correzione indicata, corrisponde alla formula ben nota

$$I = \frac{n\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

con

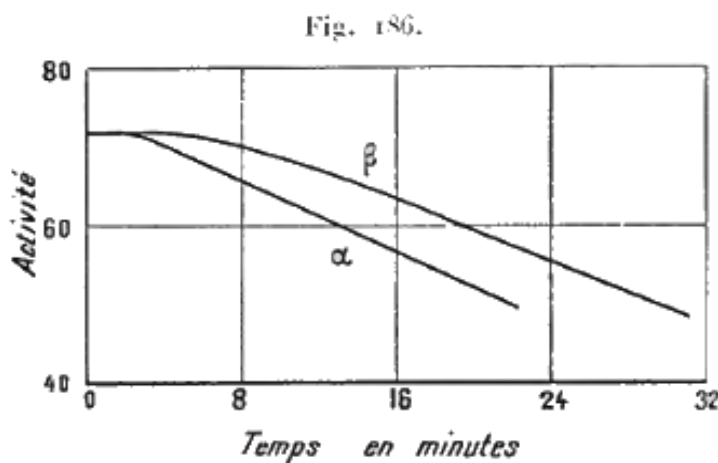
$$\lambda_1 = 0,3225 \text{ min}^{-1} \quad \lambda_2 = 0,1360 \text{ min}^{-1}$$

Questa formula indica che l'irraggiamento β è dovuto ad una sostanza che si forma a partire da un'altra sostanza la quale non emette raggi β e presente solo all'origine del tempo sul corpo attivato.

Si può costruire la teoria che rende conto dell'evoluzione dell'irraggiamento α e β del deposito attivo ottenuto dopo diversi tempi di esposizione. Bisogna tener conto che solo l'attinio B emette raggi α mentre l'attinio A e C emettono raggi β . Ma siccome i raggi dell'attinio

A sono alquanto assorbibili, si può costruire una teoria approssimata dell'irraggiamento β ottenuto attraverso uno schermo che assorbe i raggi dell'attinio A . Le curve che rappresentano l'irraggiamento α e β sono evidentemente di forma diversa.

Dopo il raggiungimento dell'equilibrio radioattivo a seguito di una lunga esposizione, le curve che rappresentano la diminuzione dell'irraggiamento α e β assumono la forma indicata nella figura 186. La diminuzione dell'irraggiamento β è dapprima più lento di quello α , ma la legge limite che è quella dell'attinio A è la stessa in entrambi i casi. Quando l'esposizione è breve, le curve differiscono ancora di più; tuttavia è molto difficile evitare perturbazioni dovute al deposito di attinio B e C sui corpi attivati. Quando l'esposizione è di 10 minuti, il valore massimo dell'irraggiamento α è raggiunto per un tempo di circa 5 minuti, mentre per l'irraggiamento β il massimo si ottiene in un tempo di circa 11 minuti. I risultati sperimentali sono in accordo approssimativo con la teoria.



L'attinio C è stato separato da una soluzione cloridrica del deposito attivo per mezzo del trascinalimento dal nero animale o dalla schiuma di platino mantenuta in ebollizione con la soluzione. Un procedimento molto vantaggioso per ottenere l'attinio C puro consiste, secondo M. Hahn e M. Meitner, nell'utilizzare un campo elettrico sull'attinio C espulso da una lastra che porta il deposito attivo dell'attinio. L'attinio C si rivela dotato di carica positiva e si trova sospinto verso un elettrodo carico negativamente posto di fronte alla placca attiva. Il rendimento è molto buono, e si ottiene così in 10 minuti il 20% dell'attinio C che si trovava inizialmente sulla placca attivata. La sostanza così preparata ha esattamente un periodo di decadimento di 5,1 minuti.

Si ha motivo di pensare che l'attinio B non sia una sostanza semplice e che si componga di due sostanze B_1 e B_2 ognuna delle quali emette un gruppo di raggi α ; questa ipotesi risulta dall'esame della curva di ionizzazione ottenuta con il deposito attivo dell'uranio. Conformemente a tale modo di vedere, la sostanza attiva espulsa da una placca attivata manifesta, soprattutto all'inizio, una decrescenza più rapida di quella che caratterizza l'attinio C ; questo fatto si potrebbe spiegare con la presenza di un attinio B_2 avente un periodo dell'ordine di 10 secondi¹⁰. L'attinio B_2 nella serie dell'attinio corrisponderebbe al torio C nella serie del torio.

7.5. Proprietà delle sostanze della serie dell'attinio

L'attinio, il radioattinio e l'attinio X non sono volatili mentre il deposito attivo può essere reso volatile. Secondo M. Lewin¹¹ l'attinio A è volatile a partire da 400°, e a 750° è quasi interamente eliminato in 10 minuti. L'attinio B è volatile verso i 700°. L'attinio C è più volatile dell'attinio B .

¹⁰M. Meitner, Comptes rendus, 1910.

¹¹Lewin, Phys. Zeit., 1906.

M. Hahn¹² ha constatato che l'attinio *X* è espulso dal gas come il radio *B* o l'attinio *C*, e che essendo carico positivamente è trasportato da un campo elettrico. Questa emissione produce sulle piastre poste di fronte all'attinio una parvenza di attività indotta e evoluzione molto lenta, fenomeno in precedenza osservato da MM. Meyer e v. Schweidler.

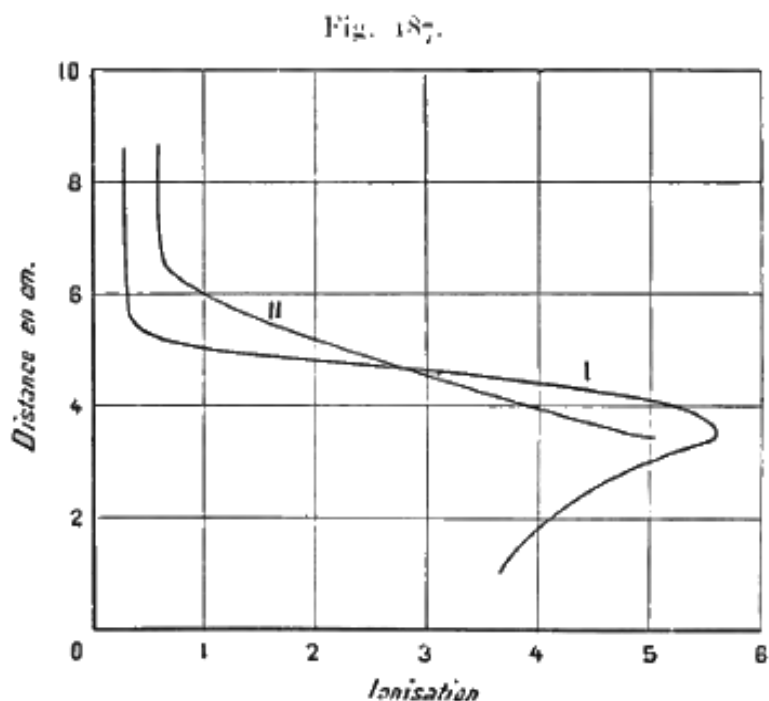
Elettrolizzando una soluzione cloridrica del deposito attivo o di attinio *X* si può ottenere al catodo l'attinio *B* e, per una tensione più alta, anche l'attinio *A*, ma non si ottiene l'attinio *X*. Quest'ultimo può, al contrario, essere ottenuto al catodo dall'elettrolisi di una soluzione ammoniacale; si deposita allora nello stesso tempo dell'attinio *B* e *A* (Lewin). In una soluzione azotica di attinio si ottiene per elettrolisi un deposito di attinio *A* e *B*. Se la soluzione è poco acida, è pure possibile ottenere radioattinio al catodo. In soluzione alcalina l'attinio *X*, il radioattinio e l'attinio possono essere depositati.

I metalli possono precipitare l'attinio *A* in soluzione acida o alcalina; la precipitazione dell'attinio *B* non è stata osservata. In soluzione alcalina si può ottenere la precipitazione dell'attinio *X*. Quest'ultimo è precipitato pure dal piombo in soluzione acida. L'attinio *C* è trattenuto con il nero animale e la schiuma di platino.

Una parte del deposito attivo prodotto dall'emanazione dell'attino si trova nel gas nelle vicinanze della sostanza attiva. Ciò è evidenziato dalle esperienze di M. Debiere sulla distribuzione dell'attività indotta lungo un tubo attraversato da una corrente d'aria che trascina l'emanazione e dalle esperienze relative alla emissione dell'attinio *C*.

7.6. Irraggiamento delle sostanze della famiglia dell'attinio

L'irraggiamento α delle sostanze che formano la serie dell'attinio è stata analizzata da M. Hahn¹³. Le curve di ionizzazione relative alle diverse sostanze sono rappresentate nelle figure 187 e 188. Il deposito attivo era raccolto su un filo attivato carico negativamente.



Le misure erano fatte tenendo conto della decrescenza dell'irraggiamento α in funzione del tempo. La curva di ionizzazione ottenuta (fig. 187, I) corrisponde ad un gruppo di raggi α il cui cammino è di 5,5 cm, con il massimo del potere di ionizzazione posto a 3,6 cm dalla sostanza attiva.

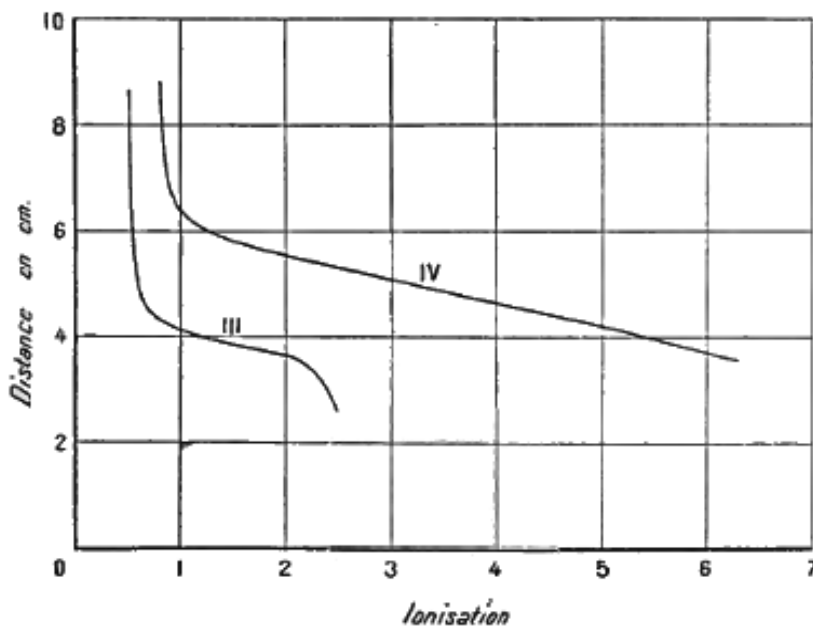
¹²Hahn, Phys. Zeit., 1909.

¹³Hahn, Phil. Mag., 1906.

L'attinio *X* è stato preparato in strati molto sottile per calcinazione del residuo di evaporazione di una soluzione ammoniacale. La curva di ionizzazione indica che i raggi α che arrivano più lontano hanno un percorso uguale a $6,55\text{ cm}$ (fig. 187, II). Questo gruppo di raggi appartiene all'attinio *X*, avendo i raggi α dell'emanazione un cammino meno lungo. Questo cammino è determinato facendo passare una corrente d'aria carica di emanazione in una scatola piatta di mica sottile; di fronte ad essa si trova uno schermo fosforescente sul quale si osservano le scintillazioni. Tenendo conto del calo prodotto dalla lamina di mica, si trova per il cammino dei raggi $5,8\text{ cm}$.

Il radioattinio privo di attinio *X* e dei suoi prodotti emette un solo gruppo di raggi α il cui cammino è di $4,8\text{ cm}$ (fig. 188, III). Ma con il formarsi dell'attinio *X* e dei suoi prodotti, compaiono altri gruppi di raggi α (fig. 188, IV); in particolare quello dell'attinio *X* può essere facilmente riconosciuto.

Fig. 188.



Ecco il riassunto dei cammini dei diversi gruppi:

Radioattinio	$4,8\text{ cm}$
Attinio <i>X</i>	$6,5$
Emanazione	$5,8$
Attinio <i>B</i>	$5,5$

Se si ammette che la ionizzazione prodotta da una particella α è proporzionale al cammino, e che ogni gruppo di raggi comprende lo stesso numero di particelle α quando si raggiunge l'equilibrio radioattivo, allora la ionizzazione dovuta all'attinio *X* accompagnata dai suoi derivati deve stare alla ionizzazione dovuta al radioattinio nel rapporto

$$\frac{6,5 + 5,8 + 5,5}{4,8} = 3,72$$

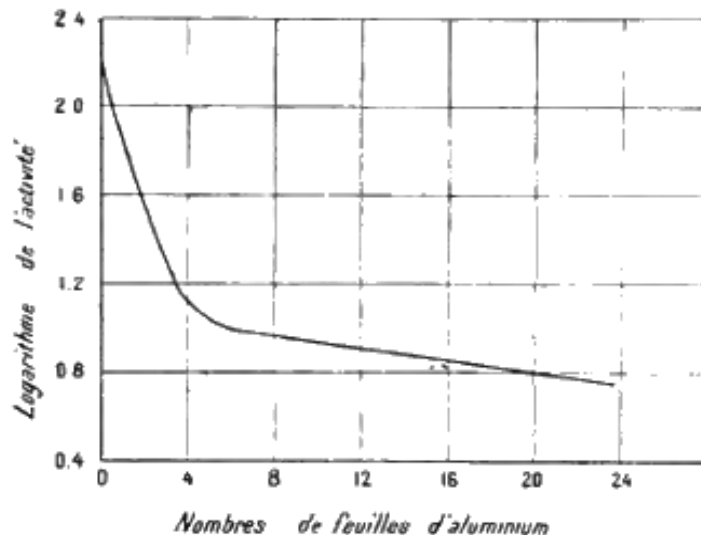
M. Hahn ha trovato per questo rapporto il valore $3,5$, e ciò sembra indicare che le ipotesi precedenti non si discostano molto dalla realtà. Tuttavia esperienze analoghe a quelle descritte per l'emanazione del torio hanno mostrato che l'emanazione dell'attinio emette un numero doppio di particelle α rispetto al deposito attivo con il quale esso è in equilibrio¹⁴. D'altra parte, abbiamo visto che è possibile considerare l'attinio *B* come una sostanza complessa, emettente probabilmente due gruppi di raggi α di cammino molto simile. Se il radioattinio emettesse una

¹⁴Bronson, Phil. Mag., 1908.

sola particella α per atomo, vi sarebbe disaccordo tra il rapporto delle attività previste e quello indicato dall'esperienza; ma la concordanza sarebbe ristabilita ammettendo che il radioattinio emette due particelle α , che l'attinio X emette una sola particella, che l'emanazione ne emette quattro e che due particelle α sono emesse dal deposito attivo. Le scintillazioni prodotte dall'emanazione dell'attinio si producono molto spesso da gruppo di due bagliori simultanei¹⁵.

Si è visto che il gruppo principale di raggi β e γ dell'attinio deve essere attribuito all'attinio C. Uno studio completo dell'irraggiamento penetrante da parte di M. Hahn e M.lle Meitner¹⁶ ha mostrato che l'irraggiamento β dell'attinio è complesso. Il coefficiente di assorbimento decresce al crescere dello spessore della materia attraversata, ed è stato possibile provare che l'irraggiamento si compone di numerosi gruppi distinti. Uno di questi gruppi appartiene al radioattinio, poiché può essere osservato con questa sostanza priva dei suoi derivati; questi raggi sono molto poco penetranti, il loro coefficiente di assorbimento per l'alluminio è circa $\mu = 173$. Il radioattinio emette inoltre raggi molto più penetranti, di tipo β o γ , la cui intensità è circa il 7% dell'irraggiamento penetrante totale. La legge di assorbimento dei raggi penetranti per il radioattinio è rappresentata da una curva nella figura 189. L'attinio X accompagnato dai suoi derivati emette un irraggiamento β il cui coefficiente di assorbimento è pure decrescente per spessori crescenti di materia; la stessa curva di assorbimento è ottenuta utilizzando l'irraggiamento del deposito attivo. Questo irraggiamento si decompone in due gruppi di cui l'uno, omogeneo, appartiene all'attinio C e corrisponde al coefficiente di assorbimento $\mu = 29$ per l'alluminio ($\mu = 32,7$ secondo M. Godlewski); il secondo gruppo appartiene all'attinio A e si compone di raggi β estremamente assorbibili e difficili da osservare.

Fig. 189.



I raggi γ dell'attinio sono stati evidenziati ed appartengono principalmente o totalmente all'attinio C. Il loro coefficiente di assorbimento per il piombo è uguale a 3,6 secondo M. Godlewski e a 2,7 secondo M. Eve. Questi raggi sono quindi molto più assorbibili di quelli del radio.

¹⁵Geiger e Marsden, Phys. Zeit., 1910.

¹⁶Hahn e M.lle Meitner, Phys. Zeit., 1908.

	Vita media	
Attinio		
Radioattinio	28,1 giorni	raggi α, β
Attinio X	15,0 giorni	raggi α
Emanazione	5,6 sec.	raggi α
Attinio A	52,1 min.	raggi β
Attinio B_1	3,10 min.	raggi α
Attinio B_2	qualche secondo?	raggi α
Attinio C	7,4 min.	raggi β, γ

Minerali Radioattivi. Produzione del radio, Ionio. Analogie e connessioni tra le famiglie di elementi radioattivi

8.1. Origine del radio

La vita media del radio, sebbene lunga rispetto alla durata di una esistenza umana, è breve rispetto alla durata delle ere geologiche e all'età probabile dei minerali da cui si estrae il radio. Come indicato da MM. Rutherford e Soddy¹, la presenza di radio in questi minerali si può spiegare solo tramite una formazione continua di queste sostanze all'interno degli stessi minerali. Per questo i minerali di radio devono contenere una sostanza da cui deriva il radio, e se si ammette che la trasformazione radioattiva consiste sempre in una frammentazione dell'atomo, il radio può derivare solo da una sostanza il cui peso atomico è più elevato del suo. Si potrebbe supporre che questa sostanza sia l'uranio, il torio e soprattutto il primo dei due, poiché il radio sembra associato all'uranio piuttosto che al torio nei minerali radioattivi.

La relazione tra il radio e i minerali di uranio e di torio si è presentata sin dalla scoperta del radio come un fatto molto sorprendente. Tra la grande varietà di minerali da me esaminati, allo stato attuale dei lavori relativi alla scoperta e preparazione del radio, solo i minerali di uranio e di torio contengono radio in maggiore o minore quantità. P. Curie ed io abbiamo effettuato a tale riguardo la seguente esperienza²: essendo il radio molto analogo al bario per le sue proprietà chimiche, abbiamo voluto accertarci se il cloruro di bario in commercio contenesse piccole quantità di cloruro di radio non apprezzabili dai nostri strumenti di misura. Abbiamo, pertanto, intrapreso il frazionamento di una grande quantità di cloruro di bario, sperando di concentrare con questo procedimento la traccia di cloruro di radio qualora fosse stata presente. Sono stati disciolti in acqua 50kg di cloruro di bario commerciale; la soluzione è stata poi precipitata con l'acido cloridrico privo di acido solforico, ottenendo 20kg di cloruro precipitato. Questo è stato sciolto in acqua e precipitato parzialmente con acido cloridrico; il cloruro precipitato (8,5kg) è stato sottoposto al metodo di frazionamento impiegato per il cloruro di bario radifero e si è eliminata la parte iniziale del frazionamento 10g di cloruro corrispondente alla parte meno solubile. Questo cloruro non mostrava alcuna radioattività nel nostro apparato di misura; non conteneva quindi radio; questo cloruro è quindi privo di minerali che forniscono il bario.

Tra i minerali da cui si estrae il bario, il più importante è la pechblenda che è un minerale composto principalmente di ossido di uranio e contenente soltanto a volte molto poco ossido di torio. D'altra parte i minerali che contengono molto torio (torite, orangite, monazite) non compaiono tra i più ricchi di radio. Un legame tra l'uranio e il radio sembra più probabile di quello tra torio e radio.

MM. Rutherford e Soddy hanno avanzato l'ipotesi che il radio possa discendere dall'uranio. Siccome la vita media dell'uranio è certamente molto più lunga di quella del radio, essendo data l'età probabile dei minerali di uranio e la forte percentuale di uranio in esso contenuto, MM. Rutherford e Soddy hanno supposto inoltre che un equilibrio di regime radioattivo dovesse essere raggiunto nei minerali tra l'uranio e il radio, di modo che la quantità di radio risulti proporzionale a quella dell'uranio.

Ricerche sulla percentuale relativa dei minerali con uranio e radio sono state effettuate da numerosi sperimentatori. In queste ricerche è necessario considerare che certi minerali hanno

¹Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1903.

²Madame Curie, Tesi di dottorato.

potuto rimanere inalterati dal momento della loro formazione, mentre altri hanno potuto subire l'azione di acque che ne hanno modificato la loro composizione in epoche meno lontane da noi. Si può quindi sperare di ottenere risultati conclusivi soprattutto con minerali inalterati (minerali primari), o almeno con quelli la cui composizione non è stata profondamente modificata.

M. Mc Coy, esaminando l'attività dei minerali di uranio con la misura dell'intensità dell'irraggiamento di strati molto sottili, ha trovato che l'attività di questi minerali per grammo di uranio è la stessa per diversi minerali e 4,54 volte maggiore dell'attività di un grammo di uranio nei sali di questo metallo. I minerali esaminati erano pechblende, una gummite e una carnotite.

Se l'attività di un minerale di uranio fosse proporzionale alla percentuale di uranio, dovrebbe essere così anche per le quantità delle sostanze radioattive per le quali si ha un eccesso di attività; queste sostanze sono soprattutto il radio e i suoi derivati.

M. Boltwood³ e M. Strutt hanno valutato la percentuale dei minerali in radio con la misura del flusso dell'emanazione dello stesso. Nelle esperienze di M. Boltwood, una certa quantità di minerale era finemente polverizzata (da 0,5 g a 1,5 g), e si misurava dapprima la quantità di emanazione che si poteva estrarre con una corrente d'aria dopo un tempo di accumulazione di oltre un mese. Poi il minerale era attaccato in un contenitore chiuso con un opportuno reagente, sia con l'acido azotico o cloridrico, sia con l'acido solforico concentrato a caldo; i gas emessi durante l'attacco erano raccolti e l'emanazione che vi era contenuta era misurata. La somma delle quantità di emanazione raccolte con il minerale prima e dopo la decomposizione rappresenta la quantità di emanazione totale che è in equilibrio con il radio contenuto nel minerale. Il metodo suppone che, al momento della decomposizione del minerale, l'emanazione rinchiusa sia completamente espulsa; questo punto richiederebbe una verifica precisa.

L'uranio era dosato allo stato di pirofosfato. La percentuale in uranio dei minerali studiati variava dal 75 allo 0,3%.

Ecco la Tabella che contiene i risultati ottenuti; si è indicata con Q la quantità di emanazione contenuta in un grammo di minerale in equilibrio, con q la proporzione di emanazione che sfugge dal minerale alla temperatura ordinaria, con p la porzione di uranio per grammo di minerale:

	Q	$q\%$	$p\%$	$\frac{Q}{p}$
Uraninite (pechblenda)	170,00	11,3	71,65	228
Uraninite	155,1	5,2	69,6	223
Gummite	147,0	13,7	65,38	225
Uraninite	139,6	5,6	61,74	226
Uranofane	117,7	8,2	51,68	228
Uraninite	115,6	2,7	50,64	228
Uranofane	113,5	22,8	49,84	228
Torogummite	72,9	16,2	33,17	220
Carnotite	49,7	16,3	22,61	220
Uranotorite	25,2	1,3	11,38	221
Samarskite	23,4	0,7	10,44	224
Orangite	23,1	1,1	10,34	223
Euxenite	19,9	0,5	8,71	228
Torite	16,6	6,2	7,54	220
Fergusonite	12,0	0,5	5,57	215
Aeschenite	10,0	9,2	4,52	221
Xenotime	1,54	26,0	0,70	220
Monazite sabbia	0,88		9,43	205
Monazite cristallina	0,84	1,2	0,41	207
Monazite massiva	0,63		0,30	210

³Boltwood, Phil. Mag., 1905.

Da queste esperienze, il rapporto $\frac{Q}{p}$ sarà approssimativamente costante per tutti i minerali, anche per quelli che, come la gummitite, la torogummitite o l'uranofane sono stati formati dall'azione dell'acqua sull'uranite. La presenza dell'uranio e del radio è stata evidenziata da diversi autori come privi di uranio. La monazite, la torianite, la fergusonite sono minerali primari che trovano nelle rocce eruttive più antiche del globo.

Per determinare la quantità di radio presente nei minerali per grammo di uranio, M. Boltwood ha utilizzato una soluzione di bromuro di radio puro, preparato con una quantità nota di un sale la cui purezza era controllata da misure di flusso di calore effettuate in precedenza da M. Rutherford; l'emissione di calore era 110 cal per grammo di radio. Misurando il flusso di emanazione della soluzione campione nello stesso strumento utilizzato per le esperienze sull'emanazione estratta dai minerali, M. Boltwood ha trovato che nei minerali un grammo di uranio è associato a $3,45 \cdot 10^{-7} \text{ g}$ di radio.

M. Strutt ha effettuato esperienze analoghe. Il minerale era fuso con borace e poi disciolto; l'emanazione era eliminata dalla soluzione per ebollizione e si accumulava poi per un tempo noto; si faceva bollire di nuovo la soluzione, e l'emanazione raccolta era trasportata in uno strumento di misura. Una soluzione di sale di radio, di contenuto supposto noto, fungeva da campione. M. Strutt ha constatato che l'uranio e il radio sembrano invariabilmente associati al torio, sebbene in proporzione molto variabile; sembra quindi esserci un legame tra l'uranio e il torio. Quanto al radio, la sua proporzione non è in alcun modo legata a quella del torio, ma vi è una proporzionalità tra le parti di radio e di uranio nei minerali; il numero trovato per il rapporto tra le quantità di questi due elementi era molto più elevato di quello di M. Boltwood [circa $1,4 \cdot 10^{-6}$ per le uraninite (pechblende) e la torianite], tuttavia la purezza del sale di radio utilizzato per il confronto non è stata controllata.

Infine M. Eve⁴ ha valutato la porzione di radio nei minerali dall'intensità dell'irraggiamento γ . Dai risultati dello stesso fisico i raggi γ penetranti provengono solo dal radio e dal torio; si può considerare l'effetto del torio e si trova per la percentuale di uraninite in radio un numero molto vicino a quello trovato da M. Boltwood dosando il radio con la emanazione.

Non conosciamo attualmente solo minerali che contengono radio senza contenere uranio. M. Danne⁵ ha segnalato che questo è il caso di una piromorfite (clorofostato di piombo) trovato nelle vicinanze d'Issy-l'Évêque, in Francia. Questo minerale si trova in argille ricche di piombo e nella pegmatite. La presenza di questo minerale in questo posto sembra dovuta ad un deposito formato dalle acque; d'altra parte, non lontano da lì si trovano giacimenti di autunite (fosfato di uranio e di calcio), ed è probabile che il radio sia stato trasportato a distanza a partire dal luogo della sua produzione. Si vedrà poi che il radio è molto distribuito sulla superficie della terra in forma estremamente diluita.

Non sembrano esserci dubbi, dall'insieme delle ricerche descritte, che il radio è in stretta relazione con l'uranio. Tuttavia, dalle esperienze più recenti, questa relazione non sembra così semplice come quella indicata. Il metodo di dosaggio del radio utilizzato da M. Boltwood è soggetto ad alcune obiezioni; la correzione relativa all'emanazione persa dai minerali prima del loro scioglimento è a volte grande. Inoltre non è certo che l'emanazione racchiusa sia interamente liberata durante l'attacco del minerale, soprattutto quando vi è formazione di solfati insolubili. Per evitare le cause d'errore di questo tipo, M. Gleditsch ha provato ad estrarre direttamente tutto il radio contenuto in una quantità data di minerale e ad effettuare il dosaggio con l'emanazione sulla piccola quantità di radio così ottenuta⁶. L'operazione era fatta nel modo seguente: una certa quantità (50 g) di minerale viene disciolta, e la soluzione addizionata con un poco di cloruro di bario viene precipitata con acido solforico. Il precipitato è separato mediante filtrazione, e si aggiunge poi di nuovo una piccola quantità di cloruro di bario e si precipita di nuovo. Si riprende l'operazione finché i solfati ottenuti sono inattivi.

⁴Eve, Amer. Journ. of Sc., 1906.

⁵Danne, Comptes rendus, 1905.

⁶M. Gleditsch, Comptes rendus, 1909.

Quando l'operazione è stata ben condotta, quasi tutto il radio si trova nel precipitato. I solfati contenenti il radio sono trasformati in carbonati per ebollizione con una soluzione di soda e di carbonato di soda; i carbonati sono trasformati in cloruri e nella soluzione di questi cloruri si dosa il radio con il metodo in uso al laboratorio di Curie. I residui insolubili ottenuti durante l'attacco dei minerali sono trattati separatamente fino ad ottenere sia il discioglimento completo, sia un residuo molto piccolo e inattivo. Dopo la separazione del radio, la soluzione del minerale è utilizzata per l'estrazione dell'uranio con i metodi analitici più opportuni per ogni minerale. L'esame delle diverse soluzioni ottenute nel corso del trattamento ha mostrato che la quantità di radio non estratta è inferiore all'1%.

Il rapporto tra le quantità di radio e di uranio non è risultata la stessa per tutti i minerali analizzati così come indicato dai valori della Tabella seguente:

	<i>Ra</i> %	<i>U</i> %	$\frac{Ra}{U}$
Autunite di Francia	$1,20 \cdot 10^{-3}$	47,0	$2,56 \cdot 10^{-7}$
Autunite di Tonkin	$1,22 \cdot 10^{-3}$	47,1	$2,59 \cdot 10^{-7}$
Carnotite	$0,375 \cdot 10^{-3}$	16,0	$2,34 \cdot 10^{-7}$
Pechblenda di Saint Jochimsthal	$1,48 \cdot 10^{-3}$	46,0	$3,21 \cdot 10^{-7}$
Cleveite di Norvegia	$1,78 \cdot 10^{-3}$	54,9	$3,23 \cdot 10^{-7}$
Broggerite di Norvegia	$2,05 \cdot 10^{-3}$	63,9	$3,22 \cdot 10^{-7}$
Calcolite del Portogallo	$1,27 \cdot 10^{-3}$	39,8	$3,24 \cdot 10^{-7}$
Torianite di Ceylon	$0,655 \cdot 10^{-3}$	17,4	$3,76 \cdot 10^{-7}$
Pechblenda di Cornovaglia	$1,07 \cdot 10^{-3}$	28,7	$3,74 \cdot 10^{-7}$

Il numero dei minerali studiati non è ancora sufficiente perché si possa sapere in quale misura il valore del rapporto dipende dalla natura del minerale. Si può tuttavia notare che tra i minerali esaminati la torianite è probabilmente la più antica e l'autunite di formazione più recente. Si può quindi pensare che la relazione di genesi tra l'uranio e il radio esiste effettivamente, ma che il rapporto tra radio e uranio dipende dall'età del minerale; tale potrebbe essere il caso, se esistesse tra uranio e radio una sostanza intermedia di vita media molto lunga e non potendo essere considerato insignificante rispetto all'età del minerale, di modo che l'equilibrio radioattivo tra l'uranio e il radio non sarebbe necessariamente ottenuto. Si potrebbe così pensare che il rapporto radio uranio possa essere influenzato da cause esterne agenti su questi minerali dopo la loro formazione, potendo queste cause, per esempio, in certe condizioni, modificare le loro costanti radioattive.

I risultati ottenuti sono importanti e provano che lo studio dei minerali radioattivi deve essere continuato con metodi precisi.

Le prime esperienze relative alla costanza del rapporto tra l'uranio e il radio nei minerali radioattivi sembrerebbe appoggiare l'ipotesi che il radio deriva dall'uranio. Se il radio fosse prodotto direttamente dall'uranio, la sua velocità di formazione Δ sarebbe data dalla relazione $q_{\infty} = \Delta\theta$, dove θ è la vita media del radio e q_{∞} la quantità di radio che è in equilibrio con un grammo di uranio. La vita media dell'uranio è ritenuta di molto superiore a quella del radio, mentre il numero di atomi formati è sempre uguale (o proporzionale) al numero di atomi di uranio disintegrati nello stesso tempo, e di conseguenza costante per numerosi anni. La quantità di radio che si formerà per anno in 1 kg di uranio se $\theta = 2500$ anni e $q_{\infty} = 3,4 \cdot 10^{-7}$ g, sarà circa $1,3 \cdot 10^{-7}$ g, e potrà essere facilmente osservata.

Esperienze dirette di M. Soddy⁷ e da MM. Soddy e Mckenzie⁸ non hanno dato i risultati previsti.

La soluzione di azotato di uranio che serviva nell'esperienza era conservata al chiuso; la quantità di emanazione che si accumulava era eliminata per ebollizione nel vuoto e misurata a intervalli regolari per mezzo di un dispositivo molto sensibile. Il sale di uranio era stato inizialmente privato di radio nel modo più perfetto possibile. MM. Soddy e Mackenzie non hanno

⁷Soddy, Nature, 1904 e 1905.

⁸Soddy e Mackenzie, Phil. Mag., 1907.

potuto evidenziare alcun accrescimento della quantità di radio in una soluzione contenente 250 g di uranio osservata per 600 giorni; essendo data la sensibilità delle misure, l'accrescimento finale era certamente inferiore a 10^{-11} g mentre l'accrescimento previsto era dell'ordine di 10^{-8} g. Ma osservazioni basate su quattro anni hanno permesso di evidenziare un accrescimento della quantità di radio valutabile in $5,2 \cdot 10^{-11}$ g di radio per chilogrammo di uranio e per 4 anni. La quantità di radio prodotto sembra proporzionale al quadrato del tempo⁹.

I risultati delle esperienze si potrebbero interpretare ammettendo che il radio derivi dall'uranio, pur non essendo un suo discendente diretto. Si può ammettere che l'uranio X , per il quale si raggiunge rapidamente un equilibrio radioattivo con l'uranio, esiste tra l'uranio e il radio una sostanza intermedia la cui vita media è lunga e che si separa dall'uranio durante i trattamenti necessari alla sua estrazione dal minerale. Se esiste una tale sostanza e se è parente diretta del radio, la formazione di quest'ultimo nell'uranio estratto dal minerale deve avvenire con ritardo. D'altra parte, se il rapporto tra l'uranio e il radio fosse costante, la vita media della sostanza ipotetica dovrebbe essere breve rispetto a quella dell'uranio.

Supponiamo che il numero di atomi di uranio disintegrati per unità di tempo rimanga costante e che λ_1 e λ_2 siano le costanti radioattive della sostanza intermedia e del radio. Il numero R di atomi di radio formati in un tempo t , a partire dall'uranio inizialmente privo di due sostanze, è dato per i piccoli valori di t dalla formula

$$R = R_{\infty} \lambda_1 \lambda_2 \frac{t^2}{2}$$

o R_{∞} è il numero di atomi che corrisponde all'equilibrio con l'uranio; nel caso di una filiazione diretta la legge di formazione sarebbe stata all'inizio rappresentata dalla formula $R_{\infty} \lambda t$. Le esperienze di M. Soddy lasciano supporre che la vita media della sostanza intermedia potrebbe essere, al minimo, di 35000 anni. Se, invece di una sola sostanza intermedia, ce ne fossero due con vite medie confrontabili, ognuna di esse potrebbe avere una vita media molto più breve di quella calcolata nell'ipotesi precedente.

8.2. Scoperta dello ionio

Le esperienze relative alla produzione del radio dall'uranio hanno reso verosimile l'esistenza di un elemento intermedio tra di essi, e la ricerca di tale elemento è stata subito avviata da M. Rutherford e M. Boltwood. Queste ricerche hanno avuto successo e hanno condotto alla scoperta di un nuovo elemento radioattivo, l'*ionio*.

Le ricerche di M. Debiere avevano mostrato che l'attinio emette sempre piccole quantità di emanazione di radio. D'altra parte, questa sostanza è estratta dai minerali di uranio, e il suo legame con l'uranio appare probabile. Si può dunque supporre che l'attinio, la cui vita media è certamente lunga, costituisce un intermediario tra l'uranio e il radio. In seguito ad un lavoro fatto sulla carnotite, M. Boltwood¹⁰ ha annunciato che effettivamente l'attinio produce radio. Un chilogrammo di carnotite era disciolta nell'acido cloridrico diluito: la soluzione era trattata con idrogeno solforato e, dopo la separazione dei solfuri, addizionata con sale di torio e precipitata con acido ossalico. Gli ossalati ottenuti erano disciolti, e in questa soluzione si misurava il flusso dell'emanazione del radio. Questo flusso aumentava regolarmente per 193 giorni, e l'aumento osservato corrisponde alla produzione di $1,6 \cdot 10^{-8}$ g di radio per anno.

M. Rutherford¹¹, esaminando la stessa questione, si serviva di attinio preparato da M. Geisel (emanio). Con 0,32 g di questo prodotto la cui attività a parità di massa era 250 volte maggiore di quella dell'uranio, egli osservava un aumento del flusso di emanazione corrispondente alla produzione di $2,9 \cdot 10^{-9}$ g di radio per anno.

Per privare la soluzione del radio presente in tracce, M. Rutherford ha precipitato l'attinio con il solfuro di ammonio, e questa operazione è stata ripetuta parecchie volte. Il liquido

⁹Soddy, Phil. Mag., 1909.

¹⁰Boltwood, Phys. Zeit., 1906.

¹¹Rutherford, Phil. Mag., 1907.

separato e poi precipitato con ammoniaca dava ancora un precipitato di attinio molto attivo. Il precipitato I ottenuto con solfuro di ammonio e il precipitato II ottenuto con ammoniaca erano ridisciolti ed esaminati separatamente per 250 giorni. Nella porzione I, di attività 9900, si constataba un accrescimento del flusso di emanazione corrispondente alla produzione di $2,55 \cdot 10^{-9}$ g di radio per anno. Nella porzione II, di attività 6000, non si osservava produzione di radio. Poiché le attività delle due parti erano dovute all'attinio ed erano dello stesso ordine, questo risultato si poteva spiegare solo ammettendo che il radio non era prodotto dall'attinio, ma da una sostanza che si trova mescolata ad esso.

M. Rutherford ha pure verificato direttamente che non si ha produzione di radio su una lamina esposta per lungo tempo all'emanazione dell'attinio. La produzione di radio si è mostrata la stessa, con il prodotto studiato, in assenza e in presenza dell'attinio X che poteva essere separato con ammoniaca. La sostanza madre del radio non faceva quindi parte dei derivati dell'attinio e la si poteva pensare appartenente allo stesso gruppo dell'attinio e del torio.

Questa ipotesi è stata confermata dai lavori di M. Boltwood¹² il quale ha mostrato che si può separare dall'attinio la sostanza madre del radio precipitando la soluzione di due sostanze con l'iposolfito di sodio. In queste condizioni la sostanza cercata precipita con il torio, mentre l'attinio, secondo M. Boltwood, non precipiterebbe. Il prodotto precipitato non produce più emanazione dell'attinio, e la sua percentuale in radio aumenta regolarmente per 600 giorni.

La nuova sostanza è stata caratterizzata da una emissione di raggi α il cui cammino misurato con il metodo delle scintillazioni è circa $2,8$ cm; questo cammino è quindi più piccolo di quello osservato per tutti gli altri gruppi di raggi α noti. Questa sostanza è stata chiamata *ionio*.

Lo ionio di avvicina soprattutto al torio per le sue proprietà chimiche. La sua presenza nei sali di torio è resa probabile dalle esperienze di M. Hahn¹³, secondo il quale la percentuale di radio in questi sali aumenta nel tempo. I minerali di torio contengono sempre uranio, e lo ionio che lo accompagna si trova trasportato con il torio nel trattamento.

Secondo M. Hahn lo ionio precipita completamente con acido ossalico in presenza del torio, ma non è trasportato nella precipitazione del bario con l'acido solforico.

Le proprietà chimiche dello ionio sono estremamente vicine a quelle del torio; parecchie modalità di frazionamento sono state tentate invano per evidenziare una differenza tra le due sostanze.¹⁴ Vi è pure una notevole analogia nelle proprietà di ionio e uranio X , di modo che le due sostanze sono separate insieme. Per separare il torio e lo ionio contenuto in una soluzione cloridrica di terre rare estratte dal minerale di uranio, si possono precipitare queste sostanze con l'idrato di zinco; la separazione è molto più completa di quella ottenibile con l'iposolfito di sodio, e la separazione dello zinco si ottiene precipitando con la soda la soluzione acida del precipitato ottenuto.

Quando una quantità di sale di uranio è trattata per l'estrazione dell'uranio X , si constata che dopo la distruzione di quest'ultimo la materia che lo conteneva conserva una piccola attività costante che si può attribuire allo ionio; questa sostanza si trova quindi in piccola percentuale nei sali di uranio purificato. Questa circostanza rende difficile l'interpretazione delle esperienze di M. Soddy sulla formazione del radio nei sali di uranio.

8.3. Vita media del radio e dell'uranio

La conoscenza della velocità di produzione del radio in un minerale di uranio e della quantità di radio che corrisponde all'equilibrio con l'uranio, permette di determinare la costante radioattiva del radio. Se, infatti, si indica con λ questa costante, con q_∞ la quantità di radio associata all'uranio nel minerale, con Δ la quantità di radio prodotta per unità di tempo, si ha la relazione

$$q_\infty = \frac{\Delta}{\lambda}$$

¹²Boltwood, Ann. Journ. of Sc., 1907.

¹³Hahn, Berichte, 1907.

¹⁴Keetman, Tesi di dottorato, Berlino, 1909.

Il valore di q_∞ può essere calcolato per una certa quantità di minerale di uranio in base alla percentuale di uranio, supponendo noto il rapporto tra radio e uranio. Il valore di Δ è stata oggetto di una determinazione diretta fatta da M. Boltwood¹⁵.

Non si è potuto determinare Δ direttamente sul minerale poiché questo ha raggiunto l'equilibrio di regime; è quindi necessario estrarre tutto il radio dal minerale; lasciando tutto lo ionio. Si può ancora estrarre, il più completamente possibile, lo ionio contenuto in una quantità data di minerale e, su questo ionio poco per volta privato di radio, osservare il tasso di produzione di quest'ultimo. È questo un metodo che è stato utilizzato. È difficile ottenere una separazione molto completa dello ionio. Nel trattamento del minerale si ottengono frequentemente precipitati e residui insolubili. Ecco la descrizione dell'esperienza che ha offerto a tale riguardo il migliore risultato. Il minerale utilizzato era una uranite molto pura e priva di tracce di prodotti di alterazioni secondarie (provenienza dal Nord Caroline). Una quantità di questo minerale di 40 g è stata riscaldata con acido azotico diluito, e la soluzione è stata evaporata a secco. Il residuo umidificato con alcune gocce di acido azotico diluito era ripreso con acqua calda, e la soluzione era poi filtrata. Il residuo insolubile pesava solo 0,0663 g, cioè lo 0,17% della materia totale; si componeva principalmente di silice, e la sua attività non superava quella di 1 mg di uranio. La soluzione è stata trattata con idrogeno solforato, e i solfuri erano separati; l'idrogeno solforato era allora eliminato per ebollizione, e veniva aggiunta una soluzione di 10 g di acido ossalico. Dopo il deposito completo, gli ossalati formati sono stati separati; l'acqua originaria è stata poi evaporata a secco e il residuo è stato disciolto nell'acido azotico, la soluzione è stata evaporata a secco, e il residuo di nitrati è stato ripreso con etere puro e secco per estrarre l'azotato di uranio. La parte insolubile nell'etere era trattata con l'acido cloridrico diluito, e alla soluzione si aggiungeva una soluzione di 5 g di acido ossalico; gli ossalati così ottenuti sono stati riuniti con quelli ottenuti nella prima precipitazione. Gli ossalati sono stati in seguito trasformati in ossidi, poi in cloruri, e la soluzione di questi ultimi è stata precipitata con l'ammoniaca. La soluzione di idrati e la loro precipitazione con ammoniaca sono stati ripetuti tre volte. Gli idrati così purificati sono stati sciolti nell'acido cloridrico diluito, e la soluzione è stata sottoposta all'esame sotto l'aspetto della produzione di radio.

Se il tasso di produzione del radio è costante e uguale a Δ , se q_0 è la quantità di radio che si trova nella soluzione al tempo iniziale e λ' , la costante dell'emanazione che si considera come molto grande rispetto a quella del radio, la quantità di emanazione accumulata nella soluzione dopo un tempo t è proporzionale all'espressione

$$q_0 \left(1 - e^{-\lambda' t}\right) + \Delta t \left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda' t}}{\lambda' t}\right)$$

Effettuando la misura per diversi valori di t , si ottengono relazioni tra q_0 e Δ , e si può determinare queste due quantità. Il valore della costante λ del radio è poi dato dalla formula $q_\infty = \frac{\Delta}{\lambda}$, dove q_∞ è la quantità di radio associata allo ionio e all'uranio nella porzione di minerale utilizzata per l'esperienza. Se si è dosato l'uranio contenuto nel minerale, la quantità di radio si può calcolare ammettendo una percentuale nota in radio per grammo di uranio. Tuttavia la conoscenza di questa percentuale non è necessaria, poiché per conoscere il rapporto $\frac{\Delta}{q_\infty}$, basta confrontare queste due quantità ad una stessa quantità di radio in valore relativo; di conseguenza il valore ottenuto per λ non contiene errori possibili sul campione della soluzione di confronto, la cui percentuale in radio è supposta nota, ma che serve solo ad indicare la sensibilità dello strumento di misura in valore relativo.

Ecco i risultati sperimentali ottenuti nell'esperienza nella quale l'estrazione dello ionio del minerale era considerata come la più completa. La quantità di radio contenuta all'inizio nella soluzione era di $0,067 \cdot 10^{-9}$ g; l'accrescimento della percentuale di radio, osservata per un periodo di 147 giorni, era di $3,72 \cdot 10^{-9}$ g per anno. La percentuale del minerale in uranio era

¹⁵Boltwood, Amer. Journ. of Sc., 1908.

del 78,5%; 49 g di questo minerale contenevano $1,07 \cdot 10^{-5}$ g di radio. Si ottiene così

$$\lambda = 3,48 \cdot 10^{-4} \text{anni}^{-1} \quad T = 1990 \text{anni}$$

Parecchie altre esperienze, fatte con minerali meno ben selezionati, hanno dato valori di T più elevati, il maggiore dei quali è 3100 anni. Si considera che l'estrazione dello ionio, in questo caso, non era completa, e questa ipotesi era confermata dal confronto tra l'attività dello ionio, contenuto nelle soluzioni utilizzate per le esperienze, e l'attività dell'uranio con il quale questo ionio si trova associato nel minerale. Quando si raggiunge l'equilibrio di regime radioattivo, il rapporto tra le attività deve essere costante. Il confronto è stato fatto in condizioni ben definite, e le esperienze hanno mostrato che l'attività dello ionio costituisce nelle condizioni sperimentali la frazione 0,35 di quella dell'uranio con il quale è associato. Misurando l'attività dello ionio per le soluzioni utilizzate, si può quindi dedurre la quantità di uranio che corrisponde nel minerale a questa quantità di ionio, e di conseguenza anche la quantità di radio corrispondente. Nelle soluzioni, lo ionio si trova con il torio; tenendo conto dell'attività di quest'ultimo, che è proporzionalmente piccola, e calcolando per ogni soluzione, in base all'attività così corretta, la quantità q_{∞} di radio, si trovano valori di λ molto ravvicinati, e la cui vita media $\lambda = 3,42 \cdot 10^{-3}$ è in buon accordo con il valore che risulta dalla migliore determinazione sperimentale. M. Boltwood ha concluso dalle sue esperienze che il valore di λ è circa $3,48 \cdot 10^{-4} \text{anni}^{-1}$, da cui per il periodo $T = 2000$ anni circa e per la vita media circa 2900 anni. Il valore del periodo così trovato per via sperimentale è poco lontano da quello previsto da M. Rutherford in base a considerazioni teoriche sull'emissione di particelle α dal radio. Questa concordanza costituisce una conferma significativa delle ipotesi fatte sul modo di disintegrazione atomica.

La conoscenza della vita media del radio permette di prevedere quella dell'uranio. Poiché l'attività del radio al minimo di attività sta a una massa uguale a $1,3 \cdot 10^6$ volte maggiore di quella dell'uranio, e che i cammini delle particelle α del radio e dell'uranio sono poco diversi, il valore $1,3 \cdot 10^6$ misura il rapporto dei componenti delle particelle α emesse rispettivamente da un grammo di radio e da un grammo di uranio per lo stesso tempo. Se l'emissione di una particella α corrisponde alla disintegrazione di un atomo, il periodo dell'uranio sarà quindi uguale a $2000 \times 1,3 \cdot 10^6$, cioè $2,6 \cdot 10^9$ anni.

Si può così valutare il periodo T dell'uranio, ammettendo che lo stato di equilibrio radioattivo con il radio, il numero di atomi di due sostanze stanno tra loro come gli inversi delle costanti radioattive o come i periodi. Il rapporto tra i pesi del radio e dell'uranio è quindi uguale a $\frac{226}{240} \frac{2000}{T}$. Se si ammette che questo rapporto è uguale a $3,5 \cdot 10^{-7}$, si trova

$$T = 5,5 \cdot 10^9 \text{anni}$$

Questo valore è circa il doppio di quello trovato con il metodo precedente, e ciò si potrebbe spiegare ammettendo che un atomo di uranio produce due particelle α , sia direttamente, sia attraverso derivati ancora sconosciuti.

8.4. Attività dei minerali di uranio

L'attività relativa delle diverse sostanze in un minerale di uranio è stata determinata da M. Boltwood¹⁶. Si misura la ionizzazione prodotta da una pellicola molto sottile di materia; l'attività era proporzionale alla massa di materia impiegata. Le dimensioni della camera di ionizzazione erano tali che, in tutti i casi, i raggi α erano completamente assorbiti dall'aria della camera.

Una prima serie di esperienze è stata fatta per valutare la proporzione di uranio nei minerali e l'attività dei minerali per grammo di uranio. Siccome i minerali contenevano pure torio, era necessario dosare quest'ultimo e introdurre una correzione corrispondente. Un'altra correzione risulta dal fatto che i minerali perdono l'emanazione del radio, e che basta rapportare la loro attività al valore che avrebbe se l'emanazione restasse interamente occlusa.

¹⁶Boltwood, Amer. Journ. of Science, 1908.

L'uranio era separato con i metodi ordinari dell'analisi. La parte principale dell'operazione consiste nello sciogliere il minerale nell'acido azotico diluito, nel separare i corpi precipitabili con l'idrogeno solforato e nel trattare gli azotati rimanenti secchi con l'etere puro e secco al fine di estrarre l'azotato di uranio. L'uranio era dosato allo stato di ossido U^3O^8 .

Il torio si trova con gli azotati insolubili nell'etere e può essere precipitato dalla loro soluzione con l'acido ossalico. Questi ossalati contengono pure le altre terre rare e lo ionio. Il torio era separato utilizzando la solubilità del suo ossalato nell'ossalato di ammonio in eccesso.

L'attività dell'uranio puro era valutato utilizzando una pellicola campione preparato con l'ossido U^3O^8 molto puro in quantità nota. L'attività del torio contenuto nei minerali era valutata utilizzando una pellicola preparata con una torite contenente il 52% di ossido di torio e solo lo 0,37% di uranio. Sapendo che un grammo di uranio nel minerale ha una attività attività circa 4,5 volte maggiore di un grammo di uranio puro, si può calcolare la frazione dell'attività totale che è dovuta all'uranio e che è uguale solo al 3% nel caso della torite considerata. Si può allora dedurre l'attività che, per grammo di minerale, è attribuibile al torio accompagnato dai suoi derivati.

La frazione dell'emanazione che sfugge allo stato solido era determinata per ogni minerale. Ne risulta una correzione che si può calcolare, quando si conosce l'attività minima del radio contenuto nel minerale e la legge di variazione dell'attività del radio con la quantità di emanazione accumulata. Quest'ultimo punto è stato oggetto di una speciale ricerca.

I minerali esaminati sono stati parecchie uraniti, la carnotite, la torianite. Fatte tutte le correzioni, l'attività per grammo di uranio si è rivelata costante e 4,7 volte maggiore di quella di un grammo di uranio in un sale puro. Questo numero differisce del 4% da quello indicato da MM. Mc Coy e Ross. Il valore trovato per la carnotite è inferiore agli altri, ma per questo minerale le condizioni sono meno buone, poiché essendo molto permeabile perde emanazione ed è esposta all'azione dell'infiltrazione di acqua.

I risultati ottenuti sono rappresentati nella Tabella seguente:

	Uranio %	Torio %	$\frac{\text{attività per g.U}}{\text{attività g.U}}$	Correzione per l'emanazione persa %
Uraninite	77,2	6,0	4,70	0,6
Uraninite	77,7	6,1	4,68	1,1
Uraninite	78,5	1,9	4,67	6,2
Uraninite	75,8	1,9	4,73	6,1
Uraninite	66,7	0,0	4,68	2,8
Carnotite	49,0	0,0	4,32	16,2
Carnotite	43,1	0,0	4,50	5,5
Torianite	12,5	78,8	4,52	0,4

L'attività di una quantità nota di radio nello stesso strumento di misura è stata valutata utilizzando come sorgente di raggi una pellicola molto sottile di sale di radio, ottenuta per evaporazione di una soluzione di percentuale nota. Conoscendo d'altra la quantità di uranio che corrisponde nei minerali a questa quantità di radio, si trova che il rapporto tra l'attività minima del radio e quella dell'uranio in un minerale è uguale a 0,45.

Nello stesso strumento l'attività del radio in equilibrio con l'emanazione e il deposito attivo è 5,64 volte maggiore dell'attività minima, così come risulta dalle misure fatte tenendo conto della perdita di emanazione per il sale solido. Di conseguenza l'attività del radio nei minerali che non subiscono perdite di emanazione apprezzabile deve stare nel rapporto $0,45 \times 5,64$, cioè 2,54 rispetto a quel dell'uranio, e su questo rapporto la parte 0,45 corrisponde al solo radio, e la parte 2,09 all'emanazione accompagnata del radio *A, B, C*. M. Boltwood ha tentato di raccogliere il deposito attivo di una quantità data di emanazione e di determinarne l'attività; il deposito attivo era raccolto in 4 ore su una placca carica negativamente, e la sua attività era poi misurata in funzione del tempo; questa attività costituisce solo il 60% circa di quella che

si poteva prevedere in base ai percorsi delle particelle α , come risulta dal fatto che il deposito attivo non ha potuto essere completamente estratto dal gas nel quale si era formato.

Per valutare l'attività del polonio, M. Boltwood separava i solfurati precipitabili dall'idrogeno solfurato nella soluzione acida del minerale. Disciolti questi solfuri nell'acido azotico, si separava il piombo allo stato di solfato; la soluzione rimanente era precipitata con ammoniacca; gli idrati ottenuti erano nuovamente disciolti nell'acido cloridrico, e nella soluzione si lasciava immergere un pezzo di bismuto che raccoglieva il polonio per parecchi giorni. Se il bismuto è mantenuto in rotazione, il deposito si ha in qualche ora. In altre esperienze la soluzione era versata in un contenitore al cui fondo si poneva una lastra di rame; si agitava la soluzione e il polonio si depositava sulla lastra. Un poco di polonio è trasportato con il solfato di piombo. La separazione del polonio non avviene tanto facilmente in maniera completa; è migliore quando si aggiunge alla soluzione del minerale un poco di bismuto. I valori ottenuti per il rapporto tra le attività del polonio e dell'uranio nei minerali variano tra 0,33 e 0,46. Il valore dello stesso rapporto, previsto in base al cammino delle particelle α del polonio, è 0,49. Si può evidenziare che la percentuale di polonio è necessariamente diminuita per i minerali che liberano l'emanazione.

Anche la separazione dello ionio è una operazione difficile. Per realizzarla si prende dapprima lo ionio aggiungendo del torio alla soluzione del minerale dopo aver separato i solfuri, e separando poi questo torio e le altre terre rare allo stato di ossalati. Il precipitato delle terre rare è sottoposto a trattamenti di purificazione, poi la soluzione cloridrica è mantenuta in ebollizione con l'iposolfito di sodio fino alla scomparsa dell'acido solforoso; il precipitato contenente zolfo è trattato con acido cloridrico diluito e riprecipitato ancora una volta con iposolfito di sodio; questo secondo precipitato fortemente calcinato serve per le misure. Le pellicole preparate con questa sostanza aumentano dapprima l'attività per un mese grazie alla formazione di torio X; l'attività diminuisce poi lentamente a causa della disintegrazione del radiotorio che non si trova in equilibrio nel sale di torio essendo servito per il trasporto e non contenente mesotorio. Si tiene conto dell'attività del torio che è determinata direttamente sul sale di torio e si trova per il rapporto tra le attività dello ionio e dell'uranio nei minerali il valore 0,35. Lo ionio preparato con il metodo indicato è considerato come privo di attinio. Nelle altre esperienze si sopprimeva la precipitazione con l'iposolfito di sodio; l'attinio rimaneva allora con lo ionio, e l'attività aumentava regolarmente. Appena dopo la separazione, l'attività iniziale, considerata come dovuta al solo sale di ionio, ha lo stesso valore di quella che risulta dalle esperienze in cui l'attinio è separato.

L'attinio rimane nella soluzione delle terre rare dopo la precipitazione del torio e dello ionio con l'iposolfito di sodio. Le terre rare contenute in questa soluzione sono trasformate in idrati, poi in ossidi. L'attività, quasi nulla all'inizio, aumenta poco alla volta e raggiunge un limite dopo 4 mesi; la curva di accrescimento corrisponde a quella osservata per l'attinio privato dei suoi derivati. L'attività dell'attinio così valutata è solo lo 0,14% di quella dell'uranio, mentre il rapporto dedotto dall'accrescimento dell'attività delle pellicole contenenti l'attinio con lo ionio era trovato uguale a 0,42 e a 0,36 nelle due diverse esperienze. La separazione quantitativa dell'attinio è quindi una operazione difficile.

Riassumendo le attività relative delle diverse sostanze sono le seguenti:

Uranio	1,00
Ionio	0,35
Radio	0,45
Emanazione	
Radio A	
Radio B	2,10
Radio C	
Polonio	0,46
	<hr/> 4,36

Se si ammette che il rapporto tra l'attività di un grammo di uranio nel minerale e un grammo

di uranio nei sali di uranio è circa 4,7, si vede che la parte di attività attribuibile all'attinio è circa 0,3, ammettendo che esiste un rapporto costante tra le proporzioni di uranio e di attinio nei minerali.

Si può notare che, conformemente a una osservazione già fatta, l'attività dell'uranio nei minerali è circa doppia di quella del radio, di modo che il numero di particelle α emesse dall'uranio è circa due volte maggiore del numero di particelle α emesse dalla corrispondente quantità di radio. Quanto all'attività dello ionio, è in un rapporto normale con quella del radio, essendo i cammini delle particelle α dello ionio notevolmente più corti di quelli delle α del radio.

M. Boltwood ha constatato che un minerale, riscaldato al rosso chiaro e reso impermeabile all'emanazione, raggiunge dopo un mese la stessa attività per grammo di uranio di un minerale non riscaldato, e ciò prova che il polonio non è molto volatilizzato in queste condizioni.

L'attività dell'attinio nei minerali non è in accordo con l'ipotesi che l'attinio possa essere compreso nella serie dei termini che derivano per filiazione diretta dell'uranio. Infatti, in questo caso l'attività dell'attinio nei minerali, dovendo corrispondere all'emissione di almeno 4 particelle α , sarà molto maggiore di quella fornita dall'esperienza. Siccome, d'altra parte, una relazione tra l'uranio e l'attinio è probabile, l'attinio potrebbe far parte di una catena laterale formata a partire dall'uranio contemporaneamente a quella che comprende lo ionio e il radio. Le prove dirette, per mettere in evidenza la formazione di attinio a partire dall'uranio, non hanno dato finora risultati positivi¹⁷.

8.5. Prodotti estremi della distruzione degli elementi radioattivi. Età dei minerali

I fenomeni radioattivi comportano l'emissione di particelle α e β . L'emissione di particelle α corrisponde probabilmente in tutti i casi a una emissione di elio; l'espulsione di una particella α non può avvenire senza comportare la distruzione dell'atomo. Quanto all'emissione di una particella β , è possibile che si possa produrre senza che il peso dell'atomo e la sua natura subiscano una profonda alterazione.

L'elio costituisce uno dei prodotti estremi della distruzione degli elementi radioattivi, ed è finora il solo prodotto noto.

Lo studio della percentuale di elio nei minerali è stato fatto da M. Strutt¹⁸. Le ricerche hanno riguardato i minerali radioattivi propriamente detti e quelli ordinari. Il minerale polverizzato era scomposto in tubi sigillati alla temperatura di 200° in presenza di acido solforico concentrato; questa operazione è a volte molto lunga. Si estraevano i gas che si sviluppavano, mescolati con l'ossigeno e sottoposti all'azione della scintilla in presenza di soda; l'ossigeno era poi assorbito mediante agitazione del gas nel fosforo fuso. Il residuo gassoso era considerato come composto di elio. In altre esperienze il minerale era semplicemente riscaldato al rosso in contenitori chiusi; i gas liberati erano sottoposti all'azione di opportuni reagenti assorbenti; il residuo composto d'azoto e del gas raro era sottoposto all'azione della scarica elettrica in presenza di ossigeno e di potassa, poi all'azione assorbente del carbone a bassa temperatura; l'argon, quasi sempre presente, era assorbito e il residuo gassoso restituiva lo spettro dell'elio.

Tutti i minerali radioattivi contengono elio in percentuale alquanto variabile. Il minerale più ricco di elio è la toranite che ne contiene 9 cm^3 per grammo. L'orangite ne contiene circa $0,11\text{ cm}^3$ per grammo, così come la pechblenda e la calcolite che sono relativamente ricchi di radio. In generale, vi è una simultanea presenza di elementi radioattivi e di elio nei minerali. La sola eccezione nota è il berillio che contiene una percentuale abbastanza alta di elio (circa $0,17\text{ cm}^3$ per grammo), senza manifestare una radioattività apprezzabile.

Si sa ora che tutti i minerali e rocce della crosta terrestre contengono una parte estremamente piccola di radio; devono quindi contenere pure uranio. D'altra parte, il torio è pure presente in

¹⁷Soddy e Mackenzie, Phil. Mag., 1907.

¹⁸Strutt, Proc. Soc., 1905, 1908, 1909.

traccia. Tutti questi minerali contengono tracce di elio, e sembra che la percentuale di questo gas sia conforme a quella nei corpi radioattivi, salvo nel caso eccezionale del berillio.

Quando l'elio è prodotto per disintegrazione dei radioelementi può sia sfuggire in parte dal minerale sia, se questo è compatto, restarvi interamente intrappolato. L'elio si accumula in questo caso nel minerale, e questo accumulo non è limitato da un fenomeno di disintegrazione spontanea; la percentuale di elio dipende quindi dal tasso di produzione e dal tempo durante il quale avviene la sua formazione nel minerale.

M. Rutherford ha avanzato l'ipotesi che il piombo potrebbe essere il prodotto finale della disintegrazione del radio. Il peso atomico del piombo è infatti molto vicino al numero 206,5 che si ottiene sottraendo dal peso atomico del radio il peso di 5 particelle α emesse nelle successive trasformazioni, cioè $4 \times 5 = 20$. Il piombo è, in generale, presente nei minerali radioattivi. Se l'ipotesi è esatta, questo elemento si deve accumulare nel minerale.

M. Boltwood¹⁹ ha eseguito uno studio dei minerali primari inalterati; ha osservato che il rapporto tra le percentuali di piombo e uranio varia tra 0,04 e 0,25. I minerali della stessa provenienza mostrano lo stesso rapporto; quelli per i quali il rapporto è inferiore si possono considerare come di formazione più recente. Si può anche notare che se l'elio fosse dovuto soltanto alla disintegrazione dell'uranio, e se fosse così anche del piombo, le quantità di elio e di piombo dovrebbero essere proporzionali nei minerali nei quali l'elio è rimasto racchiuso, e il loro rapporto sarebbe quello tra i numeri 32 e 206. La percentuale di elio realmente osservata non è mai, secondo M. Boltwood, superiore a quella calcolata.

Si può tuttavia notare che, secondo M. Marckwald, il piombo è assente dall'autunite oppure è presente solo in traccia.²⁰

Si può sperare di stabilire direttamente quale è la natura della sostanza inattiva che rappresenta l'ultimo termine nella famiglia del radio. Lo spettro di questo elemento deve apparire nello spettro dei prodotti con alta concentrazione in polonio, durante la sua disintegrazione. Inoltre questo elemento deve essere espulso dal polonio, per il fenomeno di rinculo legato all'emissione delle particelle α , e si può cercare di raccogliarlo utilizzando tale emissione.

La percentuale di elio nei minerali può fornire un procedimento di valutazione approssimato dell'età dei minerali.

La produzione annuale di elio da parte di un grammo di radio in equilibrio radioattivo con l'emanazione e la radioattività indotta a rapida evoluzione è noto in modo approssimato e vicino a 160 mm^3 . Questa produzione rappresenta l'emissione di 4 gruppi di raggi α . Il radio, considerato come un derivato dell'uranio, può ancora emettere 3 particelle α , due delle quali sono attualmente attribuite all'uranio e una allo ionio. L'attività relativa dell'uranio, dello ionio e del radio nei minerali di uranio è conforme all'ipotesi che in condizioni di equilibrio radioattivo il numero delle particelle α emesse dal radio al minimo di attività e dallo ionio sono le stesse, mentre il numero delle particelle emesse dall'uranio è doppio. Infine un gruppo di particelle α è emesso dal polonio, discendente del radio nella serie dei componenti della radioattività indotta ad evoluzione lenta; dall'attività del polonio nel minerale si può pensare che questo gruppo comporta l'emissione dello stesso numero di particelle di ciascuno degli altri gruppi relativi al radio e ai suoi derivati. Di conseguenza la produzione di elio da un grammo di uranio in equilibrio radioattivo con lo ionio, il radio e i suoi derivati è relativo, secondo le nostre conoscenze attuali, all'emissione di 8 gruppi di raggi α contenenti tutti lo stesso numero di particelle; per ottenere il volume di elio prodotto, basta quindi raddoppiare il valore di questo volume che corrisponde ai primi 4 gruppi del radio. Se un grammo di uranio è accompagnato da $3,4 \cdot 10^{-7} \text{ g}$ di radio, si trova per la produzione annuale di elio per grammo di uranio

$$160 \times 3,4 \cdot 10^{-7} \times 2 \text{ mm}^3 \quad \text{cioè} \quad 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$$

¹⁹Boltwood, Amer. Journ. of Sc., 1907.

²⁰Marckwald, Ber. d. d. chem. Ges., 1908.

Se si considera un minerale di uranio contenente poco torio, e se si ammette che la produzione di elio è rimasta costante dopo la formazione del minerale, e che l'elio prodotto si trova interamente racchiuso, l'età del minerale si deduce molto semplicemente dalla misura della percentuale di elio. Si trova così per la fergusonite, che contiene il 7% di uranio e $1,8 \text{ cm}^3$ di elio per grammo, un'età di circa $2,4 \cdot 10^8$ anni. Questa modalità di calcolo non si applica ai minerali ricchi di torio, come la torianite, nei quali la produzione di elio non è attribuibile solo all'uranio e ai suoi derivati. Inoltre, se la produzione di elio tende a diminuire, l'età del minerale può essere inferiore; se è stato liberato elio, maggiore.

Secondo M. Strutt, anche i minerali molto compatti, come la torianite, liberano elio a temperatura ordinaria, ma si può pensare che le condizioni che determinano il mantenimento all'interno dell'elio possano modificarsi.

Si può anche tentare di misurare direttamente il tasso di produzione di elio in un minerale. Ricerche a tale riguardo sono state fatte da M. Strutt che ha trovato per la torianite una produzione di $3,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$ per grammo e per anno; quindi, per l'età di questo minerale che contiene 9 cm^3 di elio per grammo, un valore dell'ordine di 246 milioni di anni, ammettendo che l'elio sia rimasto racchiuso e che la sua produzione sia rimasta costante. In una soluzione di pechblenda la produzione osservata era uguale a $10,4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$ per grammo di U^3O^8 e per anno; questo numero non è lontano da quello previsto dalla teoria per un minerale di uranio, e che è uguale a $9,2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$ per grammo di U^3O^8 e per anno²¹.

I tempi trovati per l'età dei minerali sono dello stesso ordine considerato in geologia. Quando lo studio della disgregazione dei radioelementi sarà più completo, si potrà probabilmente trarre informazioni di grande valore sulla evoluzione dei minerali.

L'intrappolamento dell'elio sembra essere un fenomeno analogo ad una soluzione. Quando un minerale viene riscaldato al rosso, l'elio fuoriesce in larga parte, ma l'emissione è completa solo quando il minerale è disciolto. Questo fatto può essere avvicinato all'osservazione secondo la quale l'elio attraversa la parete di un tubo di quarzo intorno ai 500° .

Elenco dei minerali radioattivi

Ecco un elenco dei più importanti minerali radioattivi, con indicazione della loro composizione e provenienza²².

²¹Strutt, Nature, 1909.

²²Jahrbuch d. Rad., t. II; le Radium, 1909.

Uraninite (pechblenda). Varietà: cleveite, bröggerite, nivenite, coracite	Minerale di ossido di uranio U^3O^8 , contiene anche piombo, silice, terre e gas rari. Uranio da 50 a 80%. Torio da 0 a 10%.	Si trova nelle rocce granitiche; granito; sienite, pegmatite; Norvegia, Svezia, Carolina del Nord (Mitchell), Connecticut (Branchville), o in filoni vicini a rocce granitiche; Erzgebirge (Saint. Joachimstahl, Johanngeorgenstadt e altre località della Boemia e della Sassonia), Cornovaglia, Colorado, Dakota del Sud. Prodotto di alterazione della pechblenda trovato nei filoni di quest'ultima
Gummite	Ossido di uranio idratato. contenente silice e piombo. Uranio circa 50%.	Prodotto di alterazione della pechblenda trovato nei filoni di quest'ultima
Uranofane (uranotile)	Ossido di uranio idratato. contenente silice e calcio.	Prodotto di alterazione della pechblenda trovato nei filoni di quest'ultima
Cupro uranite (calcolite, torbernite)	Bifosfato di rame e di uranile idratati. Uranio circa 50%.	Prodotto di alterazione della pechblenda trovato nei filoni; Erzgebirge, Cornovaglia, Saint-Yriex vicino Limoges.
Autunite	Bifosfato di uranile e di calcio idratati. Uranio circa 50%.	Prodotto di alterazione della pechblenda trovato nei graniti uraniferi; Erzgebirge, Cornovaglia, Autun, Filadelfia, Tonchino.
Carnotite	Vanadato di uranio e di potassio. Uranio circa 50%.	Si trova nelle rocce sedimentarie porose, Colorado e Utah.
Uranosferite	Ossido di uranio e di bismuto idratati. Uranio circa 50%.	Prodotto di alterazione dei minerali di uranio; Sassonia.
Uranospinite	Arseniato di uranio e di calcio idratati. Uranio 49%.	Prodotto di alterazione dei minerali di uranio; Sassonia.
Zennerite	Arseniato di rame e di uranile. Uranio circa 50%.	Prodotto di alterazione della pechblenda; Joachimsthal.
Uranocircite	Fosfato di bario e di uranile idratati. Uranio 46%.	Prodotto di alterazione dei minerali di uranio nei graniti uraniferi.
Fosfouranilite	Fosfato di uranile. Uranio circa 60%.	
Piomorfite	Clorofosfato di piombo contenente radio.	In filoni, Issy-l'Évèque.
Torite, orangite, uranotorite	Silicato di torio contenente uranio. Torio da 40 a 50%. Uranio da 1 a 10%.	Costituenti primari delle rocce granitiche, Norvegia (Arendal).
Torianite	Ossido di torio e di uranio, terre rare, piombo e elio. Uranio da 9 a 10%. Torio 65%.	Costituente primario delle rocce granitiche, a Ceylon.
Torogummite	Silicato di torio e di uranio idratati. Uranio 18%. Torio 36%.	Texas
Samarskite	Niobato e tantalato delle terre	Costituente primario delle rocce

I minerali radioattivi sono tutti dei costituenti o dei derivati di rocce eruttive granitiche; possono essere suddivisi in classi. I minerali più antichi o primari sono quelli rimasti inalterati nelle rocce originarie; i graniti, le sieniti, le pegmatiti nella Norvegia del Sud, nell'Oural, nel Nord Dakota, in Texas. Tali sono la fergusonite, la monazite, l'aschenite, la torite, la torianite (Ceylon), la samarskite, ecc. Questi minerali non si trovano da nessuna parte in grande quantità, ma alcuni di loro sono molto diffusi. Le rocce granitiche e le altre rocce eruttive possiedono una radioattività molto debole e la presenza del radio in diluizione estrema è facilmente constatabile; ma la formazione dei minerali dove si sono concentrati i radioelementi sembra avvenire solo nelle rocce granitiche. Questa formazione è attribuita all'azione del vapore acqueo caldo, carico di materia minerale, sulla roccia più o meno solidificata.

Un'altra classe di minerali radioattivi deve la sua formazione all'azione delle acque sulle rocce contenenti i minerali primari; questa azione ha prodotto la formazione di nuovi minerali, sia nella roccia d'origine sia in quelle vicine. Tra questi minerali, ve ne sono alcuni per i quali si manifesta una grande concentrazione in uranio; i loro principali rappresentanti sono le uraniniti (pechblende). In Boemia e nella Sassonia la pechblenda ha formato filoni nella dolomia e nel quarzo o nell'ardesia vicina al massiccio granitico. Altre uraniti, la cui origine è considerata come molto molto più antica, si sono formate nelle rocce primarie dove si trovano talvolta in forma di bei cristalli; esse si trovano associate a minerali primari.

La piromorfite radifera deve probabilmente la sua origine anche all'azione delle acque sui minerali contenenti uranio e radio. Questo minerale si trova in filoni non lontani dai giacimenti di minerali di uranio di Autun.

Infine, un'ultima classe di minerali comprende quelli che si sono formati a partire dai minerali di due classi precedenti per effetto degli agenti atmosferici. Questi minerali: calcolite, autunite, gummite, uranofane, ecc. accompagnano, in genere, le uraniniti nelle rocce granitiche o i filoni. Tuttavia alcuni dei minerali radioattivi primari si sono mostrati più refrattari all'azione degli agenti atmosferici rispetto alle loro rocce di origine, e durante la loro disintegrazione, si sono accumulati nelle sabbie; è l'origine delle sabbie monaziti che sono la sorgente principale del torio in commercio.

Sono stati pure segnalati alcuni minerali particolari. La cotonite del Vesuvio, un minerale di piombo, contiene, secondo M. Rossi²³, radio *D, E, F* senza radio. L'attività di questo minerale raggiunge il 50% di quella dell'uranio. M. v. Borne ha segnalato un minerale di ossido di stagno radioattivo che deriva probabilmente da rocce granitiche vicine. Infine il cinabro dei dintorni di Belgrado e di Idria è radioattivo.

La disseminazione dei minerali radioattivi a causa della disintegrazione delle rocce primarie nelle quali sono contenuti può fornire, almeno in parte, la spiegazione della disseminazione di tracce di radioelementi sulla superficie della terra.

8.6. Note sulle famiglie dei radioelementi

Si può osservare che il carattere generale delle trasformazioni radioattive è lo stesso in tutte le famiglie. La trasformazione sembra sempre avvenire in modo tale che una sostanza radioattiva forma una sola sostanza radioattiva; in qualche caso la produzione simultanea di due radioelementi a partire dalla stessa sostanza non è ancora stata osservata. È possibile tuttavia che si sia portati a considerare casi di questo genere; la questione si pone, in particolare, per la filiazione dell'attinio a partire dall'uranio.

In generale, la trasformazione produce elementi sempre meno elettropositivi secondo la serie di Volta. Le costanti radioattive hanno tutte valori diversi, e non se ne conoscono che abbiano lo stesso valore per due sostanze manifestamente distinte. I valori più vicini sono quelli ottenuti per l'emissione del radio e del torio *X*, ma questi non sono identici.

I principali radioelementi di peso atomico noto rappresentano nello stesso tempo gli elementi il cui peso atomico è maggiore ($Th = 232$, $U = 239$, $Ra = 226,5$). Sembra che gli atomi di

²³Rossi, Il Radio, 1908.

grande peso la cui struttura è probabilmente complessa siano i meno stabili. Tuttavia il livello di radioattività non è in relazione con l'alto numero del peso atomico.

La teoria delle trasformazioni radioattive nella sua forma attuale prevede circa 30 radioelementi di cui 3 gassosi e gli altri solidi. Non si vede ancora in quale modo questi elementi potrebbero essere introdotti nella classificazione periodica. Non ci si rende inoltre conto delle cause che determinano le trasformazioni e la loro relativa rapidità.

Più spesso, in una famiglia, i cammini dei raggi α emessi sono tanto maggiori quanto la trasformazione è più rapida. La produzione di raggi β di grande velocità accompagna preferibilmente le trasformazioni molto rapide. Queste regole non si possono considerare come assolute, ma è possibile che le differenze siano dovute all'insufficienza delle nostre conoscenze. Si è potuto mostrare di recente che il radio *C*, che emette raggi α di grande cammino e raggi β molto veloci, senza tuttavia avere un periodo molto breve, è, in realtà, una sostanza complessa. Si può tuttavia sottolineare che le trasformazioni veloci non sembrano necessariamente accompagnate né da raggi α né da raggi β , così come indica l'esempio del torio *C* e dell'attinio *B* che non emettono raggi β e quelli del torio *D* e dell'attinio *C* che emettono α .

Ecco come è possibile disporre le famiglie dei radioelementi in modo da far corrispondere su una stessa linea orizzontale i termini che presentano qualche analogia:

	Torio	Uranio
Attinio	Mesotorio 1	Radiouranio
	Mesotorio 2	Uranio <i>X</i>
Radioattinio	Radiotorio	Ionio
Attinio <i>X</i>	Torio <i>X</i>	Radio
Emanazione	Emanazione	Emanazione
		Radio <i>A</i>
Attinio <i>A</i>	Torio <i>A</i>	Radio <i>B</i>
Attinio <i>B</i> ₁	Torio <i>B</i>	Radio <i>C</i>
Attinio <i>B</i> ₂	Torio <i>C</i>	
		Radio <i>D</i>
Attinio <i>C</i>	Torio <i>D</i>	Radio <i>E</i>
		Radio <i>F</i>

La corrispondenza tra le famiglie del torio e dell'attinio sembra assai stretta, soprattutto se si considera l'attinio *B* come un corpo complesso emettente due gruppi di raggi α ; è poco probabile che questa corrispondenza sia effetto del caso. La famiglia del radio offre divergenze più importanti con le altre due famiglie. Se l'attinio deriva dall'uranio, può essere che la disintegrazione dell'uranio determini la formazione di radiouranio e di attinio.

Radioattività del suolo e dell'atmosfera

9.1. Disseminazione di polveri radioattive e radioattività indotta del laboratorio

Tramite la separazione di radioelementi di grande potenza come il radio, si è osservata una grande concentrazione di attività nelle tracce di materia. Queste, depositandosi sui corpi, li rendono radioattivi; a causa dei raggi che emettono rendono l'aria nelle loro vicinanze conduttiva. Quando si compiono studi sulle sostanze fortemente radioattive, bisogna prendere delle precauzioni particolari, se si vuole continuare ad effettuare misure accurate. I diversi oggetti impiegati nel laboratorio di chimica, e quelli che servono per le esperienze di fisica, divengono presto molto radioattivi e agiscono su lastre fotografiche attraverso carta nera. Le polveri, l'aria della stanza, i vestiti sono radioattivi. L'aria è conduttrice, e non si può avere uno strumento ben isolato.

È necessario prendere quindi delle precauzioni particolari per evitare il più possibile la disseminazione di polveri attive, e i fenomeni di attività indotta. Gli oggetti impiegati in chimica non devono mai essere portati nella sala di studio fisica, e bisogna evitare il più possibile di lasciare inutilmente in questa stanza le sostanze attive, quando non sono racchiuse in contenitori ermetici. Bisogna evitare la liberazione di emanazioni radioattive in queste stesse stanze, poiché queste emanazioni rendono l'aria conduttrice e a causa dei depositi attivi che esse formano sulle pareti della stanza e sugli oggetti in essa contenuti. L'emanazione più temibile è quella del radio, poiché lascia un deposito attivo ad evoluzione molto lenta, il cui decadimento richiederebbe un tempo dell'ordine di 100 anni. Quando l'emissione di emanazione del radio in una stanza di misura è inevitabile, bisogna, nel limite del possibile, realizzare la migliore aerazione possibile.

È estremamente utile che un laboratorio di radioattività si componga di due o tre parti indipendenti. Si può allora localizzare le operazioni sulle sostanze molto attive, e riservare delle ubicazioni per le operazioni sulle sostanze debolmente attive e per le misure di piccola attività. La separazione deve essere rigorosa, e sono necessarie grandi precauzioni per evitare il trasporto delle polveri attive e delle emanazioni nei luoghi da proteggere.

Malgrado tutte le precauzioni, l'aria delle aule di fisica di un laboratorio di radioattività, o anche dell'edificio nel quale esiste un laboratorio di radioattività, è sempre molto più conduttore dell'aria normale¹.

Si ha in ogni modo vantaggio nel cercare di diminuire l'effetto nocivo della conducibilità dell'aria delle stanze di misura. Nei lavori di elettricità statica, si ha frequentemente l'abitudine di stabilire la comunicazione tra i diversi strumenti con fili metallici isolati, protetti da cilindri metallici a terra che preservano i fili contro tutte le influenze elettriche esterne. Negli studi sui corpi radioattivi, questa disposizione è insufficiente; l'aria, essendo conduttrice, rende cattivo l'isolamento tra fili e cilindro, e la forza elettromotrice di contatto inevitabile tra il filo e il cilindro tende a produrre una corrente attraverso l'aria e a far deviare l'elettrometro. È preferibile mettere tutti i fili di comunicazione al riparo dell'aria ponendoli, per esempio, nel mezzo dei cilindri riempiti di paraffina o di un'altra materia isolante. Sarebbe vantaggioso in questi studi utilizzare elettrometri *rigorosamente* chiusi. Infine l'uso di metodi di zero per le misure è particolarmente vantaggioso.

¹È così che, in una stanza di fisica della Scuola di Fisica e di Chimica della città di Parigi, l'aria è attualmente circa 30 volte più conduttrice di quella normale; o, questa aula non è mai stata in collegamento con le parti dello stesso edificio nelle quali è stato, per parecchi anni, preparato il radio.

9.2. Ionizzazione spontanea dell'aria

Indipendentemente da tutte le perturbazioni apportate con la scoperta e il maneggio delle sostanze radioattive, l'aria atmosferica possiede una conducibilità propria molto piccola, la cui esistenza è stata anticamente riconosciuta da Coulomb. Questo fisico ha dimostrato che la perdita di carica di un elettrodo isolato contenuto in un recipiente chiuso non poteva essere interamente attribuita al difetto di isolamento dei supporti isolanti solidi, ma che una parte di essa fosse dovuta all'aria, nella quale l'elettrodo si trova immerso: questa conclusione risultava dal modo in cui varia la perdita con il numero dei supporti e il potenziale dell'elettrodo.

La dispersione attraverso l'aria è stata studiata da diversi sperimentatori: Matteucci, Warburg, Linss e altri. Queste ricerche hanno confermato l'esistenza di una conducibilità spontanea dell'aria. La scarica di un corpo elettrizzato attraverso l'aria si ha sia in un contenitore chiuso sia nell'aria libera. Si sa che esiste un campo elettrico nell'atmosfera nelle vicinanze del suolo che si comporta spesso come carico di elettricità negativa; il campo elettrico nelle vicinanze del suolo subisce variazioni che presentano un carattere periodico con un periodo diurno ed uno annuale. La conducibilità dell'atmosfera è necessariamente in relazione con i fenomeni elettrici vicini al suolo.

Esperienze più recenti fatte da M. Geitel² e M. Wilson³ hanno mostrato che la conducibilità spontanea dell'aria ha il carattere di una conducibilità ionica; è più piccola in un contenitore chiuso che all'aria aperta e aumenta con il volume di aria utilizzata; per un campo opportuno si raggiunge una corrente di saturazione, e la parte di conducibilità dovuta al gas non dipende più dal potenziale dell'elettrodo carico. La condensazione del vapore acqueo supersaturo nell'aria normale avviene allo stesso modo dell'aria ionizzata dai raggi Röntgen. Si può quindi ammettere che l'aria in condizioni normali contiene sempre un piccolo numero di ioni e che questi ioni sono della stessa natura di quelli generati dai raggi Röntgen. La conducibilità spontanea dell'aria è ridotta dalla presenza di polveri, di fumo o nebbia; l'aria contiene in questo caso particelle relativamente grosse che assorbono gli ioni per diffusione. Nell'aria priva di polveri M. Wilson ha trovato una produzione di circa 25 ioni per cm^3 a pressione atmosferica normale; per pressioni inferiori la conducibilità è minore e varia all'incirca come la pressione.

Ci si può chiedere se la conducibilità spontanea dei gas è una proprietà essenziale di questi corpi, o se è dovuta alla presenza nell'aria stessa e nel suolo di sostanze radioattive. L'analogia della conducibilità dell'aria atmosferica con quella ottenuta per l'azione di certe sostanze radioattive è stata evidenziata in una serie di lavori molto significativi fatti da MM. Elster e Geitel.

9.3. Presenza nell'atmosfera di emanazioni radioattive e dei loro depositi attivi

M. Geitel⁴ ha osservato che la conducibilità di un volume di aria racchiusa in un recipiente aumenta poco alla volta e tende verso un limite come se il recipiente contenesse una emanazione radioattiva che produce una attività indotta sulle pareti; l'aumento non poteva essere impedito dal filtraggio dell'aria. MM. Elster e Geitel⁵ hanno sottolineato poi che l'aria delle cave e delle grotte possiede una conducibilità molto più elevata dell'aria atmosferica; la stessa osservazione era fatta per l'aria contenuta nelle fessure e porosità del suolo e aspirata per mezzo di una pompa. Nei due casi la conducibilità era attribuita alla presenza di una emanazione radioattiva che si libera dal suolo. L'esattezza di questa ipotesi è stata provata da una esperienza che consiste nell'esporre nell'aria di una cava un filo carico negativamente ad un potenziale elevato; dopo qualche ora si constata che il filo ha acquisito una attività che può divenire anche molto elevata, ma che scompare spontaneamente in funzione del tempo. Si può togliere lo strato superficiale del filo per sfregamento per mezzo di un pezzo di cuoio bagnato con ammoniaca;

²Geitel, Phys. Zeit., 1900.

³Wilson, Proc. Camb. Soc., 1900.

⁴Geitel, Phys. Zeit., 1901.

⁵Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1901.

calcinando questo cuoio ad una temperatura moderata, si può concentrare l'attività e ottenere una sostanza che produce impressioni fotografiche ed eccita la fosforescenza. Questa materia ha quindi le proprietà di un deposito attivo, e si può concludere che essa proviene da una emanazione radioattiva. La stessa esperienza compiuta all'aria aperta produce lo stesso risultato. I numerosi lavori effettuati a tale scopo provano con certezza che le sostanze radioattive sono molto diffuse nel suolo e le loro emanazioni nell'atmosfera. Queste emanazioni producono particelle di deposito attivo che rimangono in sospensione nell'aria e si fissano sulle polveri in essa contenute; queste particelle possono essere trascinate da un campo elettrico.

Un filo esposto all'aria e carico negativamente deve acquisire una radioattività limite, determinata da un equilibrio di regime tra il numero delle particelle raccolte nell'unità di tempo e il numero di quelle che subiscono nello stesso tempo la disintegrazione spontanea. Il numero delle particelle raccolte nell'unità di tempo dipende dalla densità di queste particelle nell'aria e dalla loro mobilità.

Sarebbe importante assicurarsi se le emanazioni radioattive contenute nell'atmosfera sono emanazioni conosciute o nuove. Le ricerche fatte finora non hanno ancora portato alla scoperta di alcuna nuova emanazione.

MM. Rutherford e Allan⁶, che hanno determinato le prime leggi di scomparsa del deposito attivo ottenuto nell'atmosfera, hanno trovato che il dimezzamento avveniva in un tempo di circa 45 minuti per qualsiasi tempo di esposizione. La radioattività indotta non sembra quindi corrispondere ad alcuna delle emanazioni note.

MM. Elster e Geitel⁷ hanno tuttavia mostrato che, durante le prime due ore dopo il termine dell'esposizione, la curva di disattivazione si confonde con quella del deposito attivo dell'emanazione del radio. M. Allan⁸ ha concluso che la radioattività indotta dell'atmosfera è complessa. M. Bumstead⁹ ha potuto spiegare questa complessità studiando per un tempo prolungato la curva di disattivazione di un filo attivato all'aria aperta con l'aiuto di un campo elettrico. Ha trovato che da 3 a 4 ore dopo l'inizio della disattivazione la legge di decadimento è quella che caratterizza il deposito attivo dell'emanazione del torio. Se si calcola, per estrapolazione, il valore dell'attività dovuta a questo deposito attivo dell'attività totale, l'attività restante decresce esattamente come il deposito attivo dell'emanazione del radio. La percentuale dell'attività attribuibile al deposito attivo del torio cresce con il tempo di esposizione; era dal 3% al 5% dell'attività totale per una esposizione di 3 ore, e del 15% per una esposizione di 12 ore.

Si è visto che in seguito alle loro esperienze sulla conducibilità anomala dell'aria delle caverne, MM. Elster e Geitel avevano ammesso che quest'aria contiene una emanazione radioattiva che si libera dalle pareti. MM. Elbert e Ewers¹⁰ hanno mostrato che questa emanazione ha proprietà analoghe a quelle dell'emanazione del radio e un tasso di decrescenza simile; può essere condensata per raffreddamento alla temperatura dell'aria liquida ed è solubile nel petrolio¹¹. L'emanazione che si libera dal suolo di New Haven è stata esaminata da MM. Bumstead e Wheeler¹² che l'hanno identificato con l'emanazione del radio per la sua legge di decadimento e la velocità della sua diffusione attraverso una placca porosa. M. Dadourian¹³ ha mostrato tuttavia che l'aria contenuta nel suolo di New Haven contiene anche molta emanazione del torio, così come risulta dalle esperienze di attivazione di fili caricati negativamente e immersi in una cavità profonda scavata nel suolo, attraverso la quale si aspirava costantemente l'aria del fondo del suolo. Esperienze di attivazione di fili sotto una campana posta vicino al suolo costruita

⁶Rutherford e Allan, *Phil. Mag.*, 1902.

⁷Elster e Geitel, *Phys. Zeit.*, 1904.

⁸Allan, *Phil. Mag.*, 1904.

⁹Bumstead, *Amer. Journ.*, 1904.

¹⁰Elbert e Ewers, *Phys. Zeit.*, 1902.

¹¹Mache e Rimmer, *Phys. Zeit.*, 1906.

¹²Bumstead e Wheeler, *Amer. Journ.*, 1904.

¹³Dadourian, *Amer. Journ. of Sc.*, 1905.

da M. Blanc¹⁴ hanno mostrato che l'attività indotta è, in queste condizioni, principalmente del tipo torio. È naturale che in virtù della sua breve vita media, l'emanazione del torio si trova più abbondante nel suolo e nelle vicinanze immediate di quella che ha una distanza maggiore. Il confronto con l'emanazione emessa da un terreno contenente idrato di torio ha mostrato che l'emanazione del torio che si libera naturalmente dal suolo a Roma corrisponde alla presenza di $1,45 \cdot 10^{-5}$ g di torio per grammo di suolo.

L'attivazione¹⁵ è stata osservata sulla sommità del Rothorn, ad un'altezza di 2300 m; sono stati osservati i due tipi di attività, quella del radio e del torio. Studi fatti in pallone sull'attivazione di fili hanno mostrato che essa è ottenuta ad una altezza di 3000 m e che, di conseguenza, anche a questa altezza vi è ancora emanazione radioattiva¹⁶. L'attivazione in atmosfera al di sopra del mare è principalmente del tipo di quella del radio¹⁷; l'emanazione del radio è quindi presente in quest'aria. La ionizzazione spontanea dell'aria al di sopra dell'oceano ha, secondo M. Eve, circa lo stesso valore che al di sopra del continente¹⁸; essa corrisponde alla presenza di circa 1000 ioni per cm^3 .

La mobilità delle particelle del deposito attivo contenute nell'atmosfera è stata studiata da M. Gerdien¹⁹ che aspirava l'aria attraverso un condensatore cilindrico di grande lunghezza e studiava la ripartizione del deposito attivo lungo l'elettrodo centrale carico negativamente. Un grande numero di particelle hanno una mobilità dell'ordine di 1 cm per secondo in un campo di $1 \frac{V}{cm}$; esistono tuttavia anche particelle di mobilità molto inferiore. Queste possono essere costituite dalle polveri dell'aria caricate dal deposito attivo.

La radioattività dei depositi atmosferici è stata studiata da M. Wilson²⁰. Una certa quantità di pioggia veniva evaporata in un contenitore di platino; l'attività del residuo di $50 cm^3$ di acqua piovana è facile da osservare; essa scompare spontaneamente in qualche ora, ma non è distrutta dal calore al rosso; questa attività è trasportata per precipitazione con il solfato di bario o con l'allumina; essa è probabilmente almeno in gran parte del tipo del radio.

La neve appena caduta è radioattiva²¹. Evaporando produce un residuo attivo simile a quello che lascia la pioggia e diminuisce di attività allo stesso modo (dimezza in circa 30 minuti). Dopo una nevicata prolungata la radioattività è minore.

Si può pensare che le gocce di acqua e i fiocchi di neve si caricano di particelle del deposito attivo contenuto nell'atmosfera.

9.4. Stato della radioattività indotta nel gas

La radioattività indotta contenuta nel gas si presenta sotto un aspetto complesso. È probabile che il gas contenga particelle del deposito attivo cariche positivamente e altre non cariche. Le particelle che intervengono nelle esperienze di attivazione in presenza dell'emanazione del radio sembrano essere principalmente le particelle cariche del radio A. Altre particelle di radio A si trovano nel gas allo stato neutro, avendo perso la loro carica per ricombinazione con gli ioni negativi presenti nel gas. Si prevedere la percentuale relativa delle particelle cariche e non cariche nell'ipotesi semplice che tutte le particelle cariche hanno una stessa mobilità k dell'ordine di quella degli ioni positivi e che, di conseguenza, il coefficiente di ricombinazione α è dell'ordine di grandezza di quello che caratterizza la ricombinazione degli ioni positivi con quelli negativi. Consideriamo il caso del regime permanente per l'emanazione del radio in assenza del campo elettrico.

¹⁴Blanc, Phys. Zeit., 1908.

¹⁵Gockel, Phys. Zeit., 1907.

¹⁶Fleming, Phys. Zeit., 1907.

¹⁷Paggini, Nuovo Cimento, 1908. - Runge, Gött. Nachr., 1907.

¹⁸Eve, Phil. Mag., 1907.

¹⁹Gerdien, Abh. Gött., 1907.

²⁰Wilson, Proc. Soc. Camb., 1902 e 1903.

²¹Allan, Phys. Rev., 1903.

Sia N il numero delle molecole di emanazione contenute nell'unità di volume; il numero delle particelle α emesse per secondo da queste N molecole è $N\lambda$, essendo λ la costante dell'emanazione; ammettiamo che lo stesso numero di particelle α sia emesso dal radio A e dal radio C in equilibrio con l'emanazione. Siano ν_1, ν_2, ν_3 il numero di ioni prodotti prodotti rispettivamente da una particelle α dell'emanazione, del radio A e del radio C . In un elemento di volume, la cui distanza da tutte le pareti solide è superiore al cammino delle particelle α , il numero totale q di ioni prodotti in un cm^3 dai raggi α è dato, come è facile rendersene conto, dalla relazione

$$q = \lambda N (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)$$

Il numero di ioni prodotti per unità di tempo e di volume dai raggi penetranti del deposito attivo contenuto nel gas è poco importante rispetto al numero di ioni prodotti dai raggi α ; li si può trascurare in prima approssimazione.

Quando il regime permanente è stabilito tra la produzione di ioni e la loro ricombinazione, la concentrazione n degli ioni vale

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

Il numero di ioni negativi persi per ricombinazione con le particelle del deposito attivo è trascurabile rispetto al numero totale degli ioni ricombinati; il numero di ioni prodotti da una particella α è infatti così grande che la concentrazione degli ioni dei due segni è considerevolmente più grande di quello delle particelle di radio A .

Sia N_1 la concentrazione delle particelle cariche di radio A . Queste particelle sono prodotte dall'emanazione come $N\lambda$ per unità di volume e di tempo, e scompaiono per disintegrazione spontanea e per ricombinazione come $\lambda_1 N_1 + \alpha n N_1$, dove λ_1 è la costante del radio A e α il coefficiente di ricombinazione. Si ha, di conseguenza, quando si è stabilito il regime permanente,

$$\lambda N - \lambda_1 N_1 - \alpha n N_1 = 0$$

da cui, per la concentrazione N_1 ,

$$N_1 = \frac{\lambda N}{\lambda_1 + \alpha n} = \frac{\lambda N}{\lambda_1 + \sqrt{\lambda \alpha (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) N}}$$

Il fattore $\lambda \alpha (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)$ è noto. Si ha per l'aria a pressione atmosferica $\alpha = 3400e$, se e è la carica di uno ione monovalente. D'altra parte

$$\begin{aligned} e &= 4,7 \cdot 10^{-10} \text{ u.e.s.} \\ \lambda &= 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ circa} \\ \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 &= 6 \cdot 10^5 \\ \frac{1}{\lambda_1} \sqrt{\lambda \alpha (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)} &= \text{circa } 0,35 \\ N_1 &= \frac{\lambda N}{\lambda_1} \frac{1}{1 + 0,35\sqrt{N}} \end{aligned}$$

La concentrazione delle particelle di radio A che corrisponde all'equilibrio con l'emanazione è $\frac{\lambda N}{\lambda_1}$. La concentrazione delle particelle non cariche è quindi

$$\frac{\lambda N}{\lambda_1} \frac{0,35\sqrt{N}}{1 + 0,35\sqrt{N}}$$

Il numero di particelle non cariche sta a quello delle particelle cariche nel rapporto $0,35\sqrt{N}$. Per quanto riguarda le particelle cariche, è come se la ricombinazione faccia aumentare la costante radioattiva λ_1 nel rapporto

$$(1 + 0,35\sqrt{N})$$

Questo rapporto aumenta se il gas è soggetto all'azione di un irraggiamento penetrante proveniente da una sorgente lontano e produce ioni in modo apprezzabile; l'aumento è proporzionale a questa produzione.

Quando il gas contiene polveri, le particelle cariche di radio A diffondono verso queste e sono da esse assorbite; si ha in tal modo una nuova causa di scomparsa di particelle cariche mobili. Questo effetto si traduce con un nuovo aumento apparente della costante λ_1 proporzionale al numero di polveri presenti per unità di volume. L'importanza di questo fenomeno rispetto all'effetto di ricombinazione dipende dalla concentrazione dell'emanazione. Quando questa concentrazione è grande, l'effetto di ricombinazione è, in genere, preponderante.

Abbiamo visto che questo effetto è sufficiente a spiegare i risultati ottenuti da M. Debiere nello studio dell'attivazione delle lamine per diffusione. Queste esperienze hanno mostrato che il radio A contenuto nel gas è posto a una distanza che dipende dalla concentrazione e che, per le concentrazioni utilizzate, è compresa tra 1 cm e 4 cm . La teoria che trascura l'effetto di ricombinazione dà per questa stessa distanza un valore indipendente dalla concentrazione e uguale a circa $16,5\text{ cm}$, se si attribuisce al radio A il coefficiente di diffusione degli ioni positivi (circa $0,03$). La distanza data dall'esperienza si trova compresa tra un limite inferiore ottenuto esagerando l'influenza della ricombinazione e il limite superiore $16,5\text{ cm}$ ottenuto trascurando tale effetto.

Quando la concentrazione dell'emanazione è piccola, come nel caso dell'aria atmosferica, la ricombinazione è trascurabile rispetto all'effetto delle polveri, benché l'irraggiamento delle sostanze radioattive contenute nel suolo intervenga come causa ionizzante.

9.5. Teoria dell'attivazione dei fili carichi negativamente ed esposti all'aria contenente emanazione

L'attivazione è dovuta alle particelle del deposito attivo che si depositano sul filo. Se la distribuzione delle emanazioni in una certa regione è uniforme, si può ammettere che sia così anche per la distribuzione dei depositi attivi in sospensione nell'aria, e che ognuna delle sostanze che compongono il deposito è in equilibrio radioattivo con l'emanazione. Ammettiamo, in prima approssimazione, che le particelle di radio A e di torio A si depositino solo sui corpi attivati; tra queste particelle intervengono principalmente quelle che portano una carica positiva e che hanno una mobilità molto grande. Supponiamo dapprima che tutte le particelle svolgano lo stesso ruolo. Siano N e N' i numeri di atomi delle emanazioni del radio e del torio presenti per centimetro cubo di aria atmosferica nella regione utilizzata; siano λ e λ' le costanti delle due emanazioni. Se la disintegrazione di un atomo corrisponde alla formazione di uno solo degli atomi consecutivi, i numeri N_1 e N'_1 di particelle di radio A e di torio A per cm^3 in condizioni di equilibrio radioattivo sono tali che

$$N\lambda = N_1\lambda_1 \quad N'\lambda' = N'_1\lambda'_1$$

essendo λ_1 e λ'_1 le costanti radioattive del radio A e del torio A . Se nella regione considerata si trova un filo carico negativamente, questo filo è la causa di una perturbazione locale e modifica la distribuzione del deposito attivo. Sotto l'azione di un campo elettrico una particella carica è trascinata verso il filo lungo le linee di campo con una velocità kh , se k è la mobilità della particella e h l'intensità del campo. Sul filo si ha un deposito di particelle, e nello stesso tempo alcune delle particelle deposte si distruggono. Quando l'equilibrio di regime è raggiunto per l'attivazione, il numero Φ degli atomi di radio A che si disintegrano per unità di tempo sul corpo attivato è uguale al numero degli atomi ricevuti; questo numero è ancora lo stesso di quello degli atomi di radio B e C distrutti nell'unità di tempo. L'equilibrio di regime per il torio A e $(B+C)$ si stabilisce nello stesso modo, e indicheremo con Φ' il numero di atomi disintegrati per unità di tempo. Se allora si interrompe l'attivazione e si misura l'attività del filo in funzione del tempo, la ionizzazione iniziale è dovuta quasi totalmente al radio A e al radio C da una parte, al torio $(B+C)$. Indichiamo con I e I' le attività dovute a queste sostanze estrapolate per l'origine della disattivazione, con n_1 e n_3 i numeri di ioni prodotti da una particella α del radio A e C , con n'_2 e n'_3 i numeri di ioni prodotti da una particella α del torio B e C . Se la

disintegrazione di un atomo comporta l'espulsione di una sola particella α , otteniamo

$$\frac{I'}{I} = \frac{\Phi' n'_2 + n'_3}{\Phi n_1 + n_3}$$

Per calcolare la quantità Φ esamineremo dapprima il caso in cui il filo è posto lungo l'asse di un cilindro la cui lunghezza è grande rispetto al raggio e all'interno del quale si trova un definito volume d'aria. La differenza di potenziale V è stabilita tra il cilindro e il filo; alla distanza r dall'asse il campo h vale

$$h = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}}$$

essendo a e b i raggi del filo e della parete interna del cilindro. Nello strato compreso sull'unità di lunghezza tra due cilindri coassiali di raggio r e $r + dr$, il numero di particelle di radio A che attraversano le due superfici laterale nell'unità di tempo sono rispettivamente

$$2\pi k r h N_1 \quad e \quad 2\pi k \left[r h N_1 + \frac{\partial}{\partial r} (r h N_1) dr \right]$$

l'incremento del numero delle particelle che deriva nello strato nell'unità di tempo

$$2\pi k \frac{\partial}{\partial r} (r h N_1) dr$$

o, sostituendo rh con il suo valore

$$\frac{2\pi k V}{\ln \frac{b}{a}} \frac{\partial N_1}{\partial r} dr$$

D'altra parte il numero delle particelle prodotte nell'unità di tempo nello strato è $2\pi r \lambda N dr$, e il numero delle particelle distrutte nello stesso tempo è $2\pi r \lambda_1 N_1 dr$.

Scrivendo che il regime permanente è stabilito, si ottiene l'equazione

$$\frac{kV}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \frac{\partial N_1}{\partial r} - \lambda_1 N_1 + \lambda N = 0$$

da cui, ponendo

$$m = \frac{2kV}{\ln \frac{b}{a}}$$

$$\frac{m}{2r} \frac{\partial N_1}{\partial r} - \lambda_1 N_1 + \lambda N = 0$$

Si trova, integrando questa equazione,

$$N_1 = C e^{\frac{\lambda_1 r^2}{m}} + \frac{\lambda}{\lambda_1} N$$

La costante C si determina dalla condizione che, per $r = b$, si deve avere $N_1 = 0$, e si trova

$$N_1 = \frac{\lambda}{\lambda_1} N \left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2 - r^2)} \right]$$

La concentrazione N_1 , nulla sulla parete del cilindro, aumenta avvicinandosi al filo e raggiunge, per $r = a$, il suo valore massimo

$$(N_1)_a = \frac{\lambda}{\lambda_1} N \left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2 - a^2)} \right]$$

valore sempre inferiore a $\frac{\lambda}{\lambda_1} N$ (concentrazione di equilibrio di regime con l'emanazione), ma avvicinandosi tanto più a questo limite quanto il raggio b del cilindro è più grande, e la differenza di potenziale V è più piccolo.

Il numero Φ di particelle ricevute per unità di tempo e di lunghezza del filo è

$$\Phi = (2\pi k r h N)_{r=a} = 2\pi k \frac{V}{\ln \frac{b}{a}} \frac{\lambda}{\lambda_1} N \left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2 - a^2)} \right]$$

Il numero di particelle che sono prodotte nello stesso tempo, nel volume del cilindro, è

$$\Phi_0 = \pi (b^2 - a^2) \lambda N$$

Poniamo

$$p = \frac{\lambda (b^2 - a^2)}{m}$$

si trova

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{1 - e^{-p}}{p}$$

Il rapporto $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ tra l'attività indotta raccolta con quella che è prodotta dipende solo da parametro p che varia proporzionalmente al volume del cilindro e in ragione inversa della tensione applicata. Quando p è piccolo, il rapporto $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ è vicino all'unità, e si raccoglie allora quasi totalmente l'attività prodotta, come è facile comprendere se si utilizza una tensione elevata nello spazio ristretto. L'attività del filo in regime permanente è allora quella che è in equilibrio con l'emanazione contenuta nel gas. Al crescere di p , il rapporto $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ diminuisce tendendo a zero.

La misura dell'attività raccolta dal filo, cioè di Φ , permette di rendersi conto della quantità di emanazione contenuta nel volume utilizzato per confronto con l'effetto prodotto nelle medesime condizioni da una quantità nota di emanazione. Il caso più semplice è quello in cui le condizioni sono tali che si raccoglie sul filo quasi l'intera attività indotta mentre si produce. L'esperienza si può realizzare con l'emanazione del radio la cui vita media è molto lunga rispetto a quella del deposito attivo perché si stabilisca un regime permanente. Applicando la teoria precedente si trova che, se la tensione è di circa $10000V$ e se il filo ha un diametro di $2mm$, il raggio b del cilindro può aumentare fino a $2m$ senza che la perdita sulla attività raccolta superi pochi per cento; ma diverse cause che saranno esaminate in seguito intervengono ad abbassare questo valore limite del raggio. Si può sottolineare che, se si raccoglie tutto il deposito attivo, la forma del recipiente non conta, purché la distanza elettrodo-parete rimanga inferiore al raggio limite del cilindro circolare.

Esperienze di questo tipo sono state fatte da M. Eve²² che ha studiato l'attivazione di un elettrodo in un recipiente chiuso pieno di aria atmosferica, con una attivazione durata 2 ore. Il recipiente era in ferro e aveva un'altezza di $730cm$; la sua sezione era quadrata con lato $154cm$. L'elettrodo centrale era posto ad un potenziale di $10000V$. Queste esperienze hanno mostrato che la quantità di emanazione contenuta in un chilometro cubo di aria atmosferica è circa quella che si trova in equilibrio con $0,5g$ di bromuro di radio. L'attività indotta del filo in queste esperienze era considerata come completamente dovuta all'emanazione del radio.

Lo stesso metodo non si può utilizzare con l'emanazione del torio il cui decadimento è molto rapido. Se la concentrazione di questa emanazione fosse mantenuta costante e uniforme, il raggio limite del cilindro esterno nelle condizioni sperimentali indicate sarebbe di $30m$. La differenza con il caso del radio riguarda la vita media del torio A (periodo di $10,6$ ore) che è circa 200 volte maggiore di quella del radio A (periodo di 3 minuti). Nella formula teorica uno stesso valore di p è ottenuto nel caso del torio per valori di b circa 15 volte maggiori rispetto al caso del radio.

La teoria precedentemente illustrata non è completa: non tiene conto del fatto che certe particelle del deposito attivo perdono la loro carica per ricombinazione con ioni negativi contenuti nel gas e cessano di essere sensibili all'azione del campo. Si è visto che questo fenomeno gioca probabilmente un ruolo molto importante nel caso dell'attivazione per diffusione. Nel caso attuale il ruolo della ricombinazione deve essere molto meno importante; infatti, da una

²²Eve, Phil. Mag., 1905.

parte, la concentrazione del deposito attivo nell'aria atmosferica è molto bassa così come per la ionizzazione; dall'altra parte, lo spostamento delle particelle del deposito attivo è reso molto più rapido rispetto al caso della diffusione a causa dell'esistenza del campo elettrico; il tempo disponibile per la ricombinazione si trova pertanto molto ridotto. Una perturbazione deriva pure dal fatto che le particelle cariche diffondono verso le polveri in sospensione nel gas e perdono così la loro mobilità. Infine, queste polveri cariche di deposito attivo e gli agglomerati che si possono formare attorno alle particelle di deposito attivo (per esempio, in presenza di vapore acqueo), possono essere trasportati verso l'elettrodo a causa del fenomeno noto di spostamento di particelle non cariche in un campo uniforme verso le regioni di campo intenso.

Abbiamo visto che quando il raggio b del cilindro esterno aumenta, il rapporto $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ tra l'attività indotta raccolta e quella prodotta tende a diminuire. Ma la quantità Φ tende dapprima a crescere; questa quantità passa per un massimo, poi decresce e tende verso lo zero. Questa legge di variazione risulta dal fatto che Φ varia proporzionalmente al prodotto della concentrazione dell'attività indotta per l'intensità del campo nel gas nelle vicinanze immediate del filo; la concentrazione cresce con b e tende verso il valore limite $\frac{V\lambda}{\lambda_1}$ che corrisponde all'equilibrio con l'emanazione, mentre l'intensità del campo diminuisce costantemente al crescere di b . Secondo la teoria approssimate il massimo si raggiunge per un valore di b tale da avere

$$\frac{e^p - 1}{p} = 1 + 2 \ln \frac{b}{a}$$

o

$$p = \frac{\lambda_1 b^2 \ln \frac{b}{a}}{2kV}$$

Nel caso dell'emanazione del radio si trova che, se il diametro del filo è uguale a 2 mm e la tensione utilizzata è di 10000 V , il massimo di Φ si ottiene per un valore di b compreso tra 15 cm e 16 cm . In realtà il valore di b che corrisponde al massimo è ridotto dagli effetti di ricombinazione e agglomerazione, che la teoria non considera. A causa di questi fenomeni, la distanza alla quale un filo, caricato ad un dato potenziale, può attingere dal gas circostante l'attività indotta, e si trova ridotta; alcune esperienze indicano che questa diminuzione può essere importante e che l'effetto di crescita dell'attività del filo con b è esaurita per un valore di b inferiore a 1 m (Eve). Il valore limite di b , al di sotto del quale l'attività è quasi completamente raccolta, subisce una corrispondente diminuzione. Si può evidenziare che più il raggio del cilindro è grande, maggiore diviene l'effetto di ricombinazione a causa dell'aumento della concentrazione sia delle particelle attive sia degli ioni negativi.

Quando il raggio b assume il valore che corrisponde al valore massimo di Φ , la concentrazione N_1 nelle vicinanze del filo è molto vicina alla concentrazione che corrisponde all'equilibrio con l'emanazione, e ancora di più per valori più alti di b . Si può utilizzare questa evidenza per rendersi conto se l'effetto di ricombinazione può produrre una riduzione importante del valore di b che corrisponde al massimo. Si può così applicare un ragionamento analogo a quello utilizzato per valutare l'influenza della ricombinazione sul fenomeno della diffusione. Si esaggererà certamente tale influenza se nel calcolo si sostituisce la costante λ_1 con

$$\lambda_1 \left(1 + \frac{\alpha n}{\lambda_1} \right)$$

essendo n la concentrazione degli ioni e α il coefficiente di ricombinazione. Il valore di n per l'aria atmosferica è vicino a 1000 ; porta ad aumentare λ_1 nel rapporto $1,4$. Da ciò la distanza b che corrisponde al massimo sarà compresa tra 12 e 13 m ; questo valore è poco diverso da quello che si calcola trascurando la ricombinazione la cui influenza è stata quindi esagerata. Ma la distanza di cui si tratta può ancora subire una riduzione per la presenza di polveri.

Si può pure valutare in quale proporzione l'attività raccolta dal filo per grandi valori di b è ridotta dalla ricombinazione. Se la concentrazione a contatto del filo è vicina alla concentrazione

di equilibrio, si ha

$$\Phi = \frac{2\pi kV}{\ln \frac{b}{a}} \frac{\lambda N}{\lambda_1}$$

Si esagererà l'influenza della ricombinazione sostituendo λ_1 con $1,4\lambda_1$. Il valore di Φ sarà quindi compreso tra il valore approssimato indicato dalla formula e la frazione 0,7 di questo valore. Una nuova riduzione di Φ potrà essere ricondotta alla presenza di polveri.

9.6. Attivazione di fili in aria libera

Numerose esperienze sono state eseguite sull'attivazione dei fili tesi ad una grande distanza dal suolo (parecchi metri) all'aria aperta. Se l'aria atmosferica potesse essere sottratta all'azione di vortici e venti, l'attivazione di un filo all'aria aperta sarebbe assimilabile all'attivazione in un recipiente di grande volume, la cui parete è rappresentata dal suolo e dagli edifici circostanti. L'analisi effettuata in precedenza sarebbe quindi direttamente applicabile. Se il filo è sufficientemente distanziato dalle pareti solide e se la distribuzione dell'emanazione è uniforme nella regione considerata, la concentrazione della radioattività indotta nel gas nelle vicinanze del filo sarà vicina a quella che corrisponde all'equilibrio con l'emanazione. In realtà l'aria è in movimento, e questi moti uniformano la concentrazione dell'emanazione e della radioattività indotta nello spazio al di sopra del terreno. Le particelle di deposito attivo che si trovano molto lontane dal filo per non essere sottoposte all'azione di un campo intenso, risentono soprattutto dell'azione delle correnti d'aria, e si può pensare che ne derivi un ricambio continuo che mantiene la concentrazione della radioattività indotta nel gas, ad una certa distanza dal filo, al valore che corrisponde all'equilibrio con l'emanazione. Dalla teoria risulta quindi che questo stesso valore della concentrazione si stabilirà nello spazio vicino al filo, come ci si può assicurare sostituendo nel calcolo la condizione al limite, precedentemente ammessa, per questa nuova condizione. Si vede quindi che a causa del ricambio ci si può trovare nelle stesse condizioni per le quali il volume d'aria disponibile a riposo è molto grande, mentre in realtà la distanza tra filo e suolo non è molto grande. La quantità Φ di deposito attivo ricevuto dal filo nell'unità di tempo e di lunghezza è allora data dalla formula

$$\Phi = 2\pi ahk \frac{\lambda N}{\lambda_1}$$

essendo h l'intensità del campo a contatto del filo.

Questo risultato non è modificato dal movimento dell'aria nelle vicinanze del filo, benché le traiettorie delle particelle cessino di essere radiali. Si può mostrare che il flusso Φ delle particelle raccolte dal filo è indipendente dalla velocità di spostamento dell'aria.

Il valore di Φ può essere influenzato dal fenomeno della ricombinazione e dall'azione delle polveri. Abbiamo visto che, nel caso dell'attività indotta del radio e nell'aria la cui ionizzazione è normale, il valore di Φ può essere ridotto per effetto della ricombinazione a meno del 30% del suo valore. La riduzione proporzionale è molto più importante per il valore di Φ' dell'attività indotta del torio. Si trova che per ottenere un limite inferiore di Φ' basta sostituire la costante λ_1' del torio A con un numero circa 90 volte maggiore, riconducendo Φ' ad una piccola frazione (circa 1%) del valore dato dalla formula. Se ne può concludere che la ricombinazione avvantaggia fortemente l'attivazione del tipo radio rispetto a quello del tipo torio, come era prevedibile a causa della differenza delle vite medie del radio A e del torio A .

La quantità di deposito attivo, raccolto sul filo carico esposto all'aria aperta, deve anche essere influenzata dall'effetto delle polveri. Questa influenza è anche più importante nel caso attuale rispetto ad un recipiente chiuso, poiché in quest'ultimo le polveri, se non sono state eliminate in precedenza, si trovano eliminate successivamente dal campo che le trasporta verso l'elettrodo (effetto di spostamenti di particelle non cariche in un campo non uniforme). Se quindi l'esperienza ha una durata sufficiente, la condizione è pari a quella in aria aperta. All'aria aperta, al contrario, le polveri sono costantemente rinnovate nel volume d'aria utilizzato. Queste polveri fissano alcune delle particelle cariche del radio A o del torio A la cui mobilità viene così

molto diminuita, rendendo alquanto lento il loro moto verso l'elettrodo per effetto del campo elettrico. Tra queste polveri, ve ne sono anche che portano particelle di deposito attivo senza essere cariche, sia che abbiano subito la ricombinazione dopo aver assorbito una particella attiva, sia che la carica di questa particella abbia neutralizzato la carica negativa di uno ione già fissato sulla polvere. Questi grumi attivi non carichi sono trasportati verso la regione di campo intenso e si fissano sull'elettrodo; si vede quindi che, cariche o non cariche, le particelle attive di dimensioni relativamente grandi si dirigono verso l'elettrodo.

Il problema che consiste nel rendersi conto della parte che esse possono assumere nell'attivazione dell'elettrodo presenta qualche analogia con il problema che consiste nel valutare la percentuale in atmosfera di piccoli ioni rispetto alle polveri, e ad esaminare la parte che spetta a queste due specie di ioni per quanto riguarda la conducibilità dell'aria atmosferica. Si può prevedere, basandosi su questa analogia, che se nell'aria priva di polveri le particelle mobili attive cariche positivamente hanno la stessa mobilità degli ioni positivi, nell'aria atmosferica queste particelle saranno in percentuale molto grande fissate sulle polveri; ma che, tuttavia, l'attivazione del filo sarà dovuta quasi esclusivamente alle particelle attive cariche mobili, essendo trascurabile la percentuale delle grosse particelle raccolte dal filo. L'assorbimento da parte delle polveri è quindi equivalente ad una distruzione delle particelle attive utilizzate e si traduce in uno stesso incremento apparente delle costanti radioattive λ_1 e λ'_1 : l'aumento relativo essendo molto maggiore per λ'_1 che per λ_1 . Le quantità Φ e Φ' del deposito attivo raccolte dal filo nell'unità di tempo e di lunghezza subiscono una corrispondente diminuzione relativa, molto più importante per Φ' che per Φ .

Le esperienze di attivazione di fili all'aria aperta hanno in genere lo scopo di valutare la concentrazione delle emanazioni del radio e del torio nell'atmosfera. Si può misurare la ionizzazione iniziale prodotta dal filo attivato in una camera di ionizzazione al termine della esposizione e distinguere il numero di ioni I e I' che sono dovuti rispettivamente ai depositi attivi del radio e del torio. Il limite dell'attivazione è raggiunto dopo alcune ore per la radioattività indotta del radio e in 3 giorni per quella del torio; se quindi si utilizzano tempi di esposizione al di sotto dei 3 giorni, l'attività indotta del radio si trova avvantaggiata. Se il limite viene raggiunto, si hanno le relazioni

$$I = \Phi(n_1 + n_3) \quad I' = \Phi'(n'_2 + n'_3)$$

$$\frac{I'}{I} = \frac{\Phi' n'_2 + n'_3}{\Phi n_1 + n_3}$$

Se ammettiamo, d'altra parte, che siamo in diritto di applicare le formule

$$\Phi = 2\pi ahk \frac{\lambda}{\lambda_1} N \quad \Phi' = 2\pi ahk' \frac{\lambda'}{\lambda'_1} N'$$

che si riferiscono al caso in cui il volume di aria utilizzato è molto grande, avremo il modo di calcolare N e N' e il loro rapporto a condizione di conoscere i coefficienti k e k' che misurano rispettivamente le mobilità del radio A e del torio A' . Se le misure della ionizzazione non sono assolute, si potrà calcolare solo il rapporto $\frac{N'}{N}$; il valore di tale rapporto diviene indipendente dai valori adottati per le mobilità, a condizione che si considerino come uguali le mobilità del radio A e del torio A' . Si trova

$$\frac{N'}{N} = \frac{I' n_1 + n_3}{I n'_2 + n'_3} \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{\lambda'_1}{\lambda_1} \frac{k}{k'}$$

Se l'esperienza potesse essere eseguita in un contenitore chiuso di volume molto piccolo affinché l'attività indotta fosse totalmente estratta dal gas, si avrebbe semplicemente

$$\frac{N'}{N} = \frac{I' n_1 + n_3}{I n'_2 + n'_3} \frac{\lambda}{\lambda'}$$

È la prima di queste formule che si applica al caso dell'attivazione all'aria aperta, quando il filo è posto a parecchi metri da terra e quando si considera l'influenza del ricambio di aria.

L'emanazione del radio è distribuita uniformemente nell'atmosfera alle distanze che intervengono nelle esperienze. Non è così per l'emanazione del torio la cui disintegrazione è molto rapida: questa emanazione si trova in uno stato più concentrato nelle immediate vicinanze del suolo, e potrebbe propagarsi solo a distanze molto piccole (dell'ordine di $1m$), se le correnti d'aria non ne facilitassero lo spostamento; in ogni caso, non ci si può attendere di osservarla con una concentrazione uniforme nel volume utilizzato. Per contro, la radioattività indotta del torio, che è molto persistente, si può trovare distribuita nell'aria ad una distanza anche molto grande da terra, sia che si sia propagata per diffusione, sia che sia stata trasportata dalle correnti d'aria oppure prodotta sul posto dall'emanazione trasportata. La distribuzione della radioattività indotta del torio in aria può essere molto più uniforme di quanto non avvenga per l'emanazione; l'attivazione di questo tipo raccolta dal filo non fornisce probabilmente una misura corretta della concentrazione dell'emanazione nella regione vicina; essa corrisponde piuttosto alla concentrazione media dell'emanazione nelle regioni che possono essere raggiunte da questa e dal deposito attivo.

Il rapporto $\frac{n_1+n_3}{n_2+n_3}$ si può calcolare ammettendo che in prima approssimazione la ionizzazione prodotta da una particella α è proporzionale al cammino. Si trova così per questo rapporto il valore $0,88$.

Esperienze sulla attivazione dei fili all'aria aperta sono state effettuate da diversi fisici²³. Per questi studi si impiegano fili di grande lunghezza (da 10 a $100m$) tesi ad una distanza di qualche metro dal suolo e caricati ad un potenziale negativo più o meno elevato. Al termine della attivazione il filo è arrotolato su un telaio e introdotto in una camera di ionizzazione. La ionizzazione ottenuta può essere 100 volte maggiore della ionizzazione spontanea dell'aria nella camera utilizzata. Il rapporto $\frac{I'}{I}$ cresce con il tempo di esposizione. Il valore di tale rapporto a Roma è di circa $0,25$ per una esposizione di 3 ore; circa $0,7$ per una esposizione di 24 ore, e può raggiungere 2 o 3 per una esposizione di 3 giorni (Blanc).

Ecco i valori del rapporto $\frac{I'}{I}$ dopo una lunga esposizione, da parte di diversi autori:

Dadourian (New Haven)	$\frac{I'}{I} = 0,3$
Blanc (Roma)	$1,5$
Wilson (Manchester)	$1,6$

Il rapporto $\frac{I'}{I}$ deve essere tanto maggiore quanto minore è la tensione utilizzata. Se si considera che il caso limite, dove la concentrazione vicino al filo è la concentrazione di equilibrio, non è, in genere, perfettamente ottenuto, e se ci si riferisce alla teoria generale, si constata che un aumento della tensione produce un effetto nello stesso verso di una diminuzione del volume utilizzato, e che la percentuale di attività del tipo torio è avvantaggiata dall'utilizzo di un grande volume e di una piccola tensione. Un fatto di questo tipo è stato osservato da M. Harvey.

Il rapporto $\frac{N'}{N}$ calcolato in base al valore di $\frac{I'}{I} = 1,6$ per applicazione della formula relativa ai grandi volumi, e nell'ipotesi $k = k'$, è uguale a circa 10^{-624} .

M. Blanc ha tentato di misurare la concentrazione del deposito attivo nell'aria con il metodo Sella, che consiste nel raccogliere rapidamente la totalità del deposito attivo contenuto in un volume limitato, facendo passare la scarica distruttiva sotto forma di pennacchio tra un punto e una placca. Questo procedimento è pure in grado di portare sulla placca tutte le polveri attive, e si può quindi prevedere che l'estrazione della radioattività indotta del gas con questo procedimento può essere molto completa. Se l'equilibrio radioattivo fosse stabilito nel gas prima dell'esperienza, ci si può aspettare di raccogliere sulla placca la radioattività indotta che

²³Dadourian, Il Radio, 1908. - Blanc, Phys. Zeit., 1908. - Harvey, Phys. Rev., 1909. - N. Wilson, Phil. Mag., 1909.

²⁴Il valore indicato qui non è quello che si trova nelle Memorie originali, nelle quali è utilizzata sia la formula relativa ai piccoli volumi, sia altre forme di calcolo che non mi sembrano corrette.

corrisponde a quella dell'equilibrio, di modo che il rapporto $\frac{N'}{N}$ si calcolerà in base all'attività della placca come nelle esperienze di attivazione di fili in un piccolo volume con esposizione lunga. Si avrà

$$\frac{N'}{N} = \frac{I' n_1 + n_3 \lambda}{I n_2' + n_3' \lambda'}$$

Utilizzando questo metodo, M. Blanc ha trovato che l'attività del tipo torio costituisce solo dal 5 al 7% dell'attività iniziale totale.

Dalla teoria si ha, nel caso di piccolo volume

$$\frac{I'}{I} = \frac{\lambda' N' n_1 + n_3}{\lambda N n_2' + n_3'}$$

e, nel caso di grande volume, con l'ipotesi $k = k'$

$$\frac{I'}{I} = \frac{\lambda' N' \lambda_1 n_1 + n_3}{\lambda N \lambda_1' n_2' + n_3'}$$

Il rapporto $\frac{I'}{I}$ si trova quindi moltiplicato per $\frac{\lambda_1}{\lambda_1'}$, cioè circa 210, quando si passa da un piccolo volume a uno grande, essendo l'esposizione lunga in entrambi i casi. Nelle esperienze descritte, il senso del fenomeno è conforme alla teoria, poiché il rapporto $\frac{I'}{I}$ è circa 25 volte maggiore nelle esperienze di attivazione all'aria aperta che nelle esperienze eseguite con il metodo Sella. Inoltre, ci si deve aspettare che il rapporto $\frac{I'}{I}$ per le esperienze all'aria aperta sia molto inferiore a quello che prevede la teoria che non tiene conto né della ricombinazione né dell'effetto delle polveri, che diminuiscono questo rapporto. È quindi naturale constatare che il rapporto $\frac{I'}{I}$ per l'aria aperta è solamente 25 volte maggiore di quello che si ottiene con il metodo Sella e non 210 volte maggiore come prevede la teoria approssimata. Il rapporto $\frac{N'}{N}$, calcolato dalle esperienze fatte con il metodo Sella, sarà di circa 10^{-3} .

In alcune esperienze la natura della radioattività indotta acquisita dal filo non è stata pienamente spiegata dalla sovrapposizione dei tipi radio e torio²⁵. Fatti di questa natura portano a considerare l'esistenza di una radioattività indotta di provenienza sconosciuta. Si può tuttavia anche sottolineare che l'interpretazione completa dei risultati sperimentali può presentare delle difficoltà. Oltre al deposito del torio *A* e del radio *A* può essere necessario tenere conto di un deposito delle sostanze derivate dai precedenti. Infine perturbazioni possono generarsi, se la gestione dei fili molto lunghi correntemente utilizzati comporta una perdita di deposito attivo, che si stacca facilmente.

9.7. Dosaggio diretto dell'emanazione del radio nell'aria atmosferica. Variazioni della radioattività atmosferica

Tentativi di determinazione diretta della quantità di emanazione del radio contenuto nell'atmosfera sono stati eseguiti da M. Eve²⁶ che faceva passare molto lentamente un volume noto di aria atmosferica attraverso un tubo contenente carbone che assorbiva l'emanazione. Questa era poi eliminata dal carbone mediante riscaldamento e raccolta in una camera di ionizzazione. La quantità di emanazione contenuta in $1 m^3$ di aria era molto variabile e in media uguale a quella che corrisponde a $60 \cdot 10^{-12} g$ di radio. Questo valore è dello stesso ordine di quello ottenuto con il metodo di attivazione di un elettrodo in un recipiente chiuso.

Risultati assolutamente analoghi sono stati ottenuti con il metodo che consiste nel far passare l'aria in una serpentina immersa in un bagno di aria liquida²⁷. La percentuale in emanazione di un metro cubo di aria variava secondo le esperienze, benché la condensazione fosse completa.

²⁵Runge, Gott. Nachr., 1907. - Paccini, Nuovo Cimento, 1908.

²⁶Eve, Phil. Mag., 1906.

²⁷Ashaman, Amer. Journ. of Sc., 1908. - Satterly, Phyl. Mag., 1908.

Questa percentuale corrisponderebbe all'equilibrio con da 40 a $200 \cdot 10^{-12}$ g di radio; il valore media è di circa $69 \cdot 10^{-12}$ g.

Il numero q_{∞} degli atomi di emanazione che sono in equilibrio con un grammo di radio è uguale a Δt se Δ è il numero degli atomi di emanazione formati nell'unità di tempo a partire da un grammo di radio, e t la vita media dell'emanazione. Ponendo $\Delta = 3,4 \cdot 10^{10}$ e $t = 5 \cdot 10^3$ s, si trova $q_{\infty} = 1,7 \cdot 10^{16}$. Ne risulta che il numero di atomi o di molecole di emanazione nell'aria atmosferica è circa $1,7 \cdot 10^6$ per metro cubo e circa 1,7 per cm^3 .

Stimando la percentuale di emanazione dall'intensità di attivazione di un filo caricato, si trovano, come con i metodi di dosaggio diretto, risultati che variano entro grandi limiti, sia in uno stesso luogo che da un posto all'altro.

Per seguire la percentuale di emanazione in aria nelle vicinanze del suolo, M. Ebert²⁸ ha utilizzato un dispositivo che consiste nel misurare e registrare la ionizzazione dell'aria in un condensatore contenuto in un grande recipiente posto sul suolo; l'emanazione che sfugge dal suolo può penetrare liberamente nel recipiente e nella camera di ionizzazione. L'elettrodo, che è collegato al sistema elettrometrico, è carico negativamente e raccoglie il deposito attivo; si può valutare la ionizzazione prodotta in un momento dato sostituendo l'elettrodo con un elettrodo inattivo. La ionizzazione rimanente è dovuta alle emanazioni radioattive e all'irraggiamento penetrante del suolo.

La radioattività atmosferica è variabile con le condizioni meteorologiche. Le emanazioni radioattive si liberano dal suolo, e, conformemente a questa circostanza, la percentuale del suolo e dell'atmosfera in emanazione dipende dalla permeabilità del suolo, dalla sua umidità e dalla pressione barometrica. Un suolo gelato o umido contiene più emanazione di un suolo poroso e secco²⁹. La percentuale in emanazione nell'atmosfera aumenta a causa di un abbassamento di pressione che permette l'emissione dell'emanazione accumulata nelle fessure del suolo.

Una variazione diurna è stata segnalata per la radioattività dell'atmosfera³⁰. La quantità di deposito attivo raccolta sembra essere maggiore a bassa temperatura che ad una temperatura elevata; aumenta anche al diminuire della pressione. Sulla riva del mar Baltico si raccoglie in metà solo $\frac{1}{3}$ dell'attività ottenuta a Wolfenbüttel, in Germania. Nell'aria contenente una pioggia fine nelle vicinanze delle cascate del Niagara, si trova molto meno deposito attivo che a Toronto (Mc Lennan), essendo l'aria probabilmente purificata dalla radioattività dalle gocce che cadono.

La relazione della radioattività atmosferica con le condizioni meteorologiche è ancora troppo poco conosciuta, nonostante il numero molto grande di osservazioni pubblicate. Per precisare le nostre conoscenze sarebbe necessario effettuare serie di ricerche in condizioni ben determinate, lasciandosi guidare da una teoria del tipo di quella qui esposta. Diverse osservazioni si spiegano bene con questa teoria. Così, per esempio, la maggiore intensità dell'attivazione dei fili all'aria aperta sulle altitudini; questo fatto potrebbe essere attribuito all'assenza di polveri, così come il fatto connesso all'aumento della conducibilità dell'aria sempre ad altezze elevate. Una forte attivazione è stata ottenuta in certi casi in presenza di nebbia; l'attivazione potrebbe essere dovuta al trascinarsi verso il filo carico di goccioline relativamente grosse che avrebbero assorbito tutta la radioattività indotta dell'aria e che sono attratte verso il filo più rapidamente delle polveri comuni di dimensione inferiore.

9.8. Radioattività del suolo e delle acque

La presenza di materiali radioattivi è stata direttamente evidenziata nel suolo, nelle rocce e minerali, nelle acque di diverse sorgenti e nell'acqua dei mari. Si può dire che le sostanze radioattive, e, in particolare, il radio, sono distribuite dappertutto sulla superficie terrestre; questi ultimi si trovano, in genere, allo stato di diluizione estrema.

²⁸Ebert, Phys. Zeit., 1909.

²⁹Gockel, Phys. Zeit., 1908.

³⁰Simpson, Phil. Trans., 1906. - Ebert, Phys. Zeit., 1909.

Le ricerche di M. Curie sui minerali avevano mostrato che solo i minerali radioattivi propriamente detti hanno una attività che può superare la frazione 0,01 di quella dell'uranio. Nelle ricerche che descriveremo, si tratta di radioattività del tutto minima.

Al fine di interpretare la conducibilità dell'aria delle caverne, MM. Elster e Geitel³¹ hanno esaminato l'attività di diversi terreni. Si osservava, per mezzo di uno strumento di misura molto sensibile, l'aumento di conducibilità comunicata all'aria di una camera di ionizzazione dalla presenza di una certa quantità di terra. I diversi terreni studiati hanno manifestato una radioattività permanente estremamente piccola; certe argille si sono mostrate relativamente molto attive; le rocce inattaccate dell'interno del suolo sembrano meno attive; i calcari puri si mostrano quasi inattivi, così come la sabbie quarzose. Le attività maggiori erano confrontabili alla frazione $\frac{1}{5000}$ dell'attività della pechblenda. Una terra particolarmente attiva è un'argilla a base di calcio e ferro, costituente un limo depositato dalle sorgenti calde di Battaglia, nell'Italia del Nord; questa terra è 4 volte più attiva delle argille comuni. Trattandola con l'acido cloridrico diluito bollente, aggiungendo un poco di bario alla soluzione e precipitando questo bario con l'acido solforico, è stato possibile trasportare la sostanza attiva contenuta in tale argilla e ottenere un materiale 100 volte più attivo di quello iniziale, ma ancora 120 volte meno attivo del solfato di uranile e di potassio. È stato provato che questo materiale emette l'emanazione del radio.

MM. Elster e Geitel³² hanno in seguito constatato la presenza di materiali radioattivi nei sedimenti delle sorgenti di Bade. Questi sedimenti hanno una attività confrontabile con quella dei sali di uranio; si compongono di carbonato di calcio, e l'attività è dovuta al torio e al radio. Le osservazioni sulla radioattività dei depositi di sorgenti dono ora molto numerose. Si può citare l'estrazione del radiotorio dai depositi di sorgenti d'Echaillon e di Salin-Moutiers, da parte di M. Blanc, e l'estrazione della stessa sostanza dei depositi di Kreuznach da parte di MM. Elster e Geitel³³. La presenza del radio è stata evidenziata da M. Strutt nei depositi delle sorgenti di Bath.

Quando l'aria atmosferica gorgoglia nell'acqua delle sorgenti, la sua conducibilità spontanea si trova, in generale, accresciuta. Questo fatto è stato evidenziato da MM. Pochettino e Sella³⁴ e da M. J.J. Thomson³⁵. L'aumento di conducibilità è stato attribuito alla presenza di una emanazione radioattiva, e l'emanazione contenuta nelle acque di Cambridge è stata riconosciuta simile a quella del radio³⁶. Quasi simultaneamente, M. Himstedt³⁷ ha stabilito la presenza dell'emanazione del radio nelle acque di Freiberg e nelle sorgenti di petrolio.

L'acqua piovana e l'acqua distillata non contengono emanazione. L'acqua dei ruscelli, fiumi e laghi e quella del mare è meno attiva di quella delle sorgenti. Le sorgenti termali contengono spesso più emanazione di quelle comuni, e i loro depositi sono talvolta ricchi di materiali radioattivi. Il numero delle sorgenti la cui acqua è stata sottoposta allo studio è attualmente molto grande, e l'emanazione osservata è in genere quella del radio. Si può esaminare: 1° la quantità di emanazione contenuta in un litro d'acqua dopo l'estrazione dalla sorgente; 2° la quantità di emanazione in un litro di gas che sfugge dalla sorgente; 3° la quantità di radio contenuto in un litro di acqua sorgiva. Alcune acque contengono, infatti, radio, mentre altre contengono solo emanazione. Nel primo caso l'emanazione si riforma nel liquido dopo esserne stata completamente eliminata; nei due casi, l'acqua priva di emanazione e conservata in un vaso chiuso rimane inattiva. Quando l'acqua di sorgente contiene radio o torio, i sedimenti sono, in genere, attivi e contengono gli stessi materiali.

³¹Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1904.

³²Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1904.

³³Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1906.

³⁴Pochettino e Sella, Acad. Lincei, 1902.

³⁵J.-J. Thomson, Phil. Mag., 1903.

³⁶Adams, Phil. Mag., 1903.

³⁷Himstedt, Ann. d. Phys., 1904.

La quantità di emanazione contenuta nelle acque e nei gas delle sorgenti, raccolti e conservati per essere esaminati, diminuisce nel tempo; se lo studio non è fatto subito, bisogna tener conto di questa diminuzione. Inoltre la quantità di emanazione osservata può dipendere in una certa misura dal modo in cui l'acqua e i gas sono stati raccolti. Infine la radioattività delle sorgenti non è costante, ma subisce oscillazioni spontanee significative.

Quando un'acqua di sorgente non contiene radio, l'emanazione del radio che essa racchiude deve provenire dai terreni da essa attraversati. Si osserva, in generale, che i gas emessi dallo sbocco di una sorgente sono più attivi delle acque, per quanto riguarda il valore più elevato del coefficiente di solubilità dell'emanazione del radio.

Sorgenti molto vicine possono avere una radioattività molto diversa. Non sembra esistere una relazione tra la radioattività di una sorgente e la temperatura delle sue acque; tra le sorgenti radioattive, ve ne sono di calde e di fredde. Le sorgenti più attive si incontrano in terreni formati dalle rocce eruttive antiche, come per esempio le sorgenti di Bad Gastein, di Baden-Baden, di Plombières.

La quantità di emanazione estratta da una quantità data di acqua di sorgente, o contenuta in un volume dato di gas di sorgente, può essere misurata in una camera di ionizzazione a gas con i metodi ordinari; se si tratta dell'emanazione del radio, la misura si fa più esattamente 3 ore dopo l'introduzione dell'emanazione, quando la corrente ha raggiunto il suo valore massimo. Per estrarre l'emanazione contenuta nelle acque si fa bollire un volume dato di acqua, e si raccolgono i gas liberati dall'ebollizione. Si può anche agitare un volume dato di acqua con un volume dato di aria; l'emanazione si divide tra l'acqua e l'aria, e se si conosce il coefficiente di solubilità, la misura della concentrazione dell'emanazione nell'aria così attivata permette di dedurre il valore della sua concentrazione iniziale nell'acqua utilizzata.

Per rendere confrontabili le diverse misure, il miglior procedimento consiste nel confrontare la ionizzazione osservata con quella che sarebbe ottenuta nello stesso strumento di misura con l'emanazione emessa in un tempo noto da una soluzione molto titolata di sale di radio puro. Si può così indicare in valore assoluto la corrente di saturazione ottenuta con l'emanazione proveniente da un volume dato di acqua o di gas, ma in questo caso i valori ottenuti dipendono dalla forma della camera di ionizzazione.

La quantità di emanazione contenuta in un litro di acqua o di gas di una sorgente fortemente radioattiva è dell'ordine di quella prodotta in un minuto da un milligrammo di radio. L'unità del milligrammo-minuto è stata utilizzata da P. Curie e M. Laborde nell'indicazione della radioattività delle sorgenti. Il numero delle sorgenti che sono state studiate è già considerevole, e gli studi hanno riguardato luoghi molto diversi³⁸.

La Tabella seguente indica in milligrammi-minuti la quantità q di emanazione del radio contenuta in 10 litri di gas o di acqua di sorgente.

³⁸J.-J. Thomson, Acqua di Cambridge (Phil. Mag., 1902). - Adams, Phil. Mag., 1903. - Pochettini e Sella, Rend. Accad. Lincei., 1902. - Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1902, 1903. - Bumstead e Wheeler, Sorgenti di New Haven (Amer. Journ. of Sc., 1903). - Strutt, Acqua di Bath (Phil. Mag., 1904). - Curie e Laborde, Sorgenti francesi (C. R. de l'Ac., 1904 e 1906). - Mache e Meyer, Sorgenti di Gastein e di Boemia, 1904 (Wiener Ber., 1904), e Phys. Zeit., 1907). - H.W Schmidt e Kurz, Sorgenti di Hesse (Phys. Zeit., 1905 e 1906). - Holtwood, Sorgenti degli Stati Uniti (Amer. J. of Sc., 1904). - Munoz del Castillo, Sorgenti di Spagna (Soc. Esp. de Fisic., 1907). - Battelli e Dechiali, R. Ac. Lincei, t. XV. - Engler, Zeit für anorg. Chemie., t. LIII.

Località		Nome sorgente	Temperatura	Acqua q	Gas q	
Plombières	Francia	Capucins	46°	0,84	4,06	Curie e Laborde
La Bourboule		Vauquelin	69	0,38	10,04	“ “
Bourbon-Lancy		Puits Choussy	60	3,12	19,3	Laborde
Uriage		Le Lymbe	58	0,17	1,78	Curie e Laborde
Bussang		Sorgente principale	27,2	0,015		Besson
Aix-les-Bains		Grande Salmade	13	1,3		Laborde
Luchon		Sorgente d'Alun	47	0,55	3,08	Curie e Laborde
Dirza (Corsica)		Grande sorgente Borden	43	2,20	18,36	Mouren
Gastein	Austria	Sorgente Dirza	12	0,42		Laborde
“		Grabenbäckerquelle	36,3		69,6	Curie e Laborde
“		“		11,0	40,0	Mache e St. Meyer
“		“		10,6	40,0	Engler e Sievecking
“		Elisabethstollen		9,4	29,3	Mache e St. Meyer
“		Elisabethstollen S.	46	9,9		Engler e Sievecking
“		“ H.	46,8	8,7		Engler e Sievecking
“		“ N.	42,5	1,48		Engler e Sievecking
Karlsbad		Wersenfallquelle		7,5		Mache e St. Meyer
“		Eisenquelle	8,4	2,7		Mache e St. Meyer
“		“		3,87		Engler e Sievecking
“		Mühlbrunnen	39,2	2,23	6,6	Mache e St. Meyer
Marienbad		Sprudel	72,5	0,014		Engler e Sievecking
Tepliz Schonan		Nebenquelle	6,4	0,474		Mache e St. Meyer
Franzensbad		Steinbadquelle	32,5	0,465		Mache e St. Meyer
Wiesbaden		Neuquelle	10	0,068		Mache e St. Meyer
	Germania	Qn. v. Doctor Kurz	31,0	0,84		Henrich e Brugge
Obenvald		Hintenbrunnenqu.		0,765		Schmidt e Kurz
Spessart		Albertquelle		0,433		Schmidt e Kurz
Bade-Baden		Büttquelle	23,5	7,65		Engler e Sievecking
“		Murquelle	59,0	1,94		Engler e Sievecking
Bad Nauheim		Karlsbrunnen	15	1,74		Schmidt e Kurz
Bad Soden Taunus		Champagnerbrunnen	11,3	1,34		Schmidt e Kurz
Bad Kreuznach		Inselquelle	12,6	1,24		Schmidt e Kurz
Isola di Ischia		Altrömische qu.	57	26,4		Engler
Agnas Lerez		Accuas		8,85		Munoz del Castillo

Gli scienziati hanno utilizzato uno strumento di misura di forma diversa, anche se tutti i modelli si possono considerare analoghi; la figura 26 rappresenta uno strumento che è stato usato da MM. Chénevau e Laborde per la misura dell'emanazione delle acque minerali. I valori della Tabella sono stati calcolati da M. Laborde in base alle proprie esperienze e a quelle di altri autori. Quando il confronto con una soluzione titolata di radio non era stato fatto direttamente, lo si deduceva dal valore della corrente misurata e dalle dimensioni della camera di ionizzazione.

La natura dei gas che sfuggivano dalle sorgenti è stata oggetto di speciali ricerche. Questi gas sono: l'anidride carbonica, tracce di ossigeno, azoto e i gas rari: elio, argon, neon. La presenza di questi gas rari tra quelli emessi dalle sorgenti è stata riconosciuta e segnalata da Lord Raleygh, da M. Ramsay e M. Dewar per le sorgenti Bath, da M. Bouchard e M. Troost per le sorgenti dei Pirenei. M. Moreau³⁹ ha fatto uno studio dei gas liberati dalle sorgenti francesi e ha dosato i gas rari nel loro insieme; questi gas erano poi messi in presenza di carbone raffreddato in un bagno di aria liquida; in queste condizioni, l'elio e una parte del neon rimangono liberi, mentre gli altri gas sono assorbiti. Soprattutto l'argon e l'elio sono presenti; si trova molto meno neon e solo tracce di crypton. L'elio è emesso in tutte le sorgenti, senza che il flusso sia tuttavia in

³⁹Moureu, Comptes rendus, 1904 e 1906.

relazione con la radioattività della sorgente. Così la sorgente del Lymbe, a Bourbon-Lancy, la cui radioattività è molto moderata, produce un flusso massimo di elio, il cui valore raggiunge 10000 litri per anno nei 16000 litri di gas rari. Si può pensare che l'elio è in questo caso liberato dall'azione delle acque termali sui minerali di radio attraversati dalle stesse. Quanto all'argon e al neon, questi gas possono provenire dall'aria atmosferica.

La scoperta delle proprietà radioattive delle sorgenti ha portato all'ipotesi che l'azione fisiologica delle acque termali si potrebbe spiegare con la loro radioattività. Si sa che l'emanazione del radio agisce sull'organismo. Si è anche spesso evidenziato che alcune acque termali alle quali si attribuiscono effetti fisiologici molto marcati, non rivelano alcuna composizione chimica particolare (Bad Gastein, Plombières). Infine, si può richiamare l'opinione generalmente diffusa, secondo la quale alcune acque termali perdono la loro efficacia dopo un certo tempo dalla loro estrazione dalla sorgente; questo fatto si potrebbe spiegare con la distruzione dell'emanazione radioattiva alla quale sarebbe dovuta la sua efficacia. L'emanazione che è stata osservata più spesso è quella del radio. È stata osservata pure l'emissione dell'emanazione del torio. Sono stati inoltre segnalati alcuni casi in cui l'emanazione liberata aveva una costante radioattiva diversa da quelle che caratterizzano le emanazioni note. Così MM. Mache e Adams hanno segnalato una emanazione il cui periodo è di 3,4 giorni, mentre MM. Battelli, Occhialini e Chella⁴⁰ hanno osservato nelle acque di S. Giuliano (Toscana) la presenza di una emanazione il cui periodo era di 6 giorni e che produceva una radioattività indotta che dimezzava in 37 minuti.

9.9. Percentuale in radio alla superficie della Terra. Percentuale in uranio e torio

Abbiamo visto che il radio è diffuso sulla superficie terrestre, nella crosta e nelle acque, in quantità minima. Si è potuto misurare la concentrazione in radio; il metodo impiegato consiste nel dosare il radio dalla sua emanazione in una quantità di sostanza nota. M. Strutt⁴¹ ha eseguito al riguardo numerose ricerche ed ha esaminato un grande numero di rocce che formano la crosta terrestre. Le rocce erano messe in soluzione sia direttamente con acidi diluiti, sia in seguito ad una fusione con carbonati alcalini; in quest'ultimo caso, si studiava separatamente la soluzione acquosa del prodotto fuso e la soluzione acida del residuo insolubile nell'acqua. L'emanazione si accumulava nella soluzione in un contenitore chiuso per un tempo noto; era poi eliminata per ebollizione della soluzione e raccolta nello strumento di misura. I reagenti utilizzati erano preliminarmente testati per la loro percentuale in radio.

In base ai risultati di queste ricerche, le rocce più ricche in radio sono le ignee granitiche. La percentuale in radio varia tra $10 \cdot 10^{-12}$ e $0,6 \cdot 10^{-12}$ grammi di radio per grammo di roccia, con un valore medio $1,7 \cdot 10^{-12}$ g.

La percentuale media in radio per le rocce sedimentarie è di poco inferiore; è di $1,1 \cdot 10^{-12}$ g di radio per grammo di roccia.

I risultati numerici ottenuti sono riprodotti nelle Tabelle seguenti:

⁴⁰Battelli, Occhialini, e Chella, Il Nuovo Cimento, 1906.

⁴¹Strutt, Proc. Roy. Soc., 1906.

		Rocce ignee		
Specie naturale	Località	Densità	$Rain g. \times 10^{-12}$	$Rain cm^3 \times 10^{-12}$
Granito	Rodesia	2,63	9,56	25,2
Granito	Lamorna (Cornovaglia)	2,62	9,33	24,5
Sienite a zircone	Brevig (Norvegia)	2,74	9,30	25,5
Granito	Rosemorran (Cornovaglia)	2,62	8,43	22,1
Granito	Capo di Buona Speranza	2,67	7,15	19,1
Granito	Saint-Yves (Cornovaglia)	2,61	6,90	18,0
Granito	Shap Fell (Westmoreland)	2,65	6,63	17,6
Eleolite	Laurdal (Norvegia)	2,70	4,88	13,2
Granito	Hayton (Devonshire)	2,61	3,69	9,64
Blue ground	Kimberley	3,06	3,37	10,3
Leucite	Vetta del Vesuvio	2,72	3,33	9,07
Granito a hornblenda	Assuan	2,64	2,45	6,47
Sienite ad augite	Laurvig (Norvegia)	2,73	1,86	5,07
Peridot	Ile de Rum	3,15	1,37	4,32
Pitschtone (fluolite)	Ile de Eigg	2,41	2,06	4,97
Diorite a hornblenda	Schriesheim (vicino Heidelberg)	2,89	1,98	5,73
Basalto a olivina	Jalisker Bay, Skye	2,89	1,32	3,82
Euchiste a olivina	Ile de Rum	2,97	1,28	3,80
Basalto	Cascade Victoria	2,75	1,26	3,46
Granito a hornblenda	M. Sorrel (Leicestershire)	2,71	1,25	3,38
Dolerite	Ile de Canna	2,95	1,24	3,65
Greenstone	Carrik Dù Saint-Yves	2,99	1,14	3,41
Basalto	Giants Causeway Antrim	2,80	1,03	2,89
Serpentina	Cadgwith, Lizard	2,60	1,00	2,60
Granito	Ile de Rum	2,61	0,723	1,89
Olivina	Ile de Rum	3,22	0,676	2,18
Dunite	L. Scaivig	3,34	0,664	2,22
Basalto	Ovifak, Groenlandia	3,01	0,613	1,84

Rocce	Rocce sedimentarie	
	Provenienza	$Ra \times 10^{-12}$ per grammo in grammi
Oolite	Bath	5,84
Oolite	Saint-Albans Head	4,05
Marmo	East Lothian	3,87
Argilla di Kimmeridge	Ely	3,77
Pietraia	Galizia	3,04
Ardesia	Galles (?)	2,57
Ardesia silicata	Saint-Yves (Cornovaglia)	2,50
Argilla di Gault	Cambridge	2,13
Argilla	Terling, Essex	1,73
Ciotoli	East Lothian	1,68
Ghiaia	Terling, Essex	1,42
Gesso rosso	Hunstanton	1,07
Grossi ciotoli	Terling, Essex	1,06
Marmo bianco	Decca, India	0,54
marmo	Esat Lothian	0,52
Gesso	Fond du puits Cherry Hinton, Cambridgeshire	0,78
Gesso	Parte superiore dello stesso pozzo	0,25
Minerali		
Zircone	Oural	865
Zircone	Carlina del Nord	658
Zircone	Brevig	139
Zircone	Kimberly	74,8
Perovskite	Magne Coves, Arkansas	197
Sfene	(?)	102
Apatite	Svezia	29,7
Apatite	California	11,0
Hornblenda	(?)	4,27
Tormalina	Devonshire	3,32
Labradorite	Labrador	1,1 (?)
Feldspato bianco	Nellore (India)	0,6 (?)
Mica bianca	Nellore (India)	1,0 (?)
Mica bruna	Decca (India)	1,0 (?)
Mica bruna	(?)	0,00
Quarzo bianco	Nellore (India)	0,00
Rutile	(?)	0,00
Ilmenite	(?)	0,00

Ricerche eseguite da MM. Eve e M. Mc. Intosh⁴² sulle rocce nelle vicinanze di Montrel (Canada) hanno dato un valore medio di $1,1 \cdot 10^{-12} g$ di radio per grammo di roccia. Il metodo utilizzato era analogo a quello usato da M. Strutt. Tentativi di valutazione della percentuale di radio mediante l'uso dei raggi penetranti emessi dalle rocce hanno condotto ad una percentuale 10 volte maggiore, e questo risultato è stato attribuito alla presenza nelle rocce di torio e di radiotorio il cui irraggiamento penetrante si aggiunge a quello del radio.

⁴²Eve e Mc Intosh, Phil. Mag., 1907.

La percentuale dell'acqua di mare in radio è stata esaminata da diversi scienziati. Tale percentuale è piccola; inoltre i risultati ottenuti variano entro grandi limiti. M. Strutt⁴³ ha indicato il valore $0,08 \cdot 10^{-12} g$ di radio per grammo di sali estratti dall'acqua di mare, ciò che corrisponde a $2,3 \cdot 10^{-13} g$ di radio per grammo di acqua di mare. M. Eve⁴⁴ ha trovato $9 \cdot 10^{-16} g$ di radio come valore medio per grammo di acqua nell'Atlantico del Nord. M. Joly⁴⁵ ha trovato in media $3,4 \cdot 10^{-14} g$ di radio per grammo di acqua di mare presa nelle vicinanze delle coste e $1,1 \cdot 10^{-14} g$ per grammo di acqua presa lontano dalle coste (oceano Atlantico, oceano Indiano, Mediterraneo); la percentuale indicata è molto superiore a quella indicata da M. Eve. Non essendo la ionizzazione dell'aria al di sopra dell'oceano, secondo M. Eve, sensibilmente diversa da quella che si osserva sul continente, si potrebbe pensare che questa ionizzazione non si può spiegare con la presenza del radio nell'acqua di mare, ma piuttosto con la presenza nell'atmosfera marina dell'emanazione del radio portata dai venti provenienti dai continenti. Tuttavia bisogna sottolineare che l'emanazione del radio si libera ben più facilmente dall'acqua che dal suolo, e che, per questo motivo, la percentuale di radio necessaria ad assicurare una certa ionizzazione nell'atmosfera è meno elevata che nel caso dell'acqua e del suolo. Inoltre, l'aria marina non contiene polveri in grado di assorbire gli ioni che si formano.

Le rocce antiche che contengono radio devono contenere una proporzione corrispondente di uranio. Ad una percentuale di radio di $10^{-12} g$ corrisponde una percentuale di uranio di circa $3 \cdot 10^{-6} g$ per grammo di roccia. I graniti ricchi di radio si trovano spesso nelle vicinanze di giacimenti di minerali di uranio.

Un tentativo di valutazione della percentuale del suolo in torio è stato fatto da M. Blanc⁴⁶, con il metodo seguente: un filo caricato negativamente era posto sotto una campana nelle immediate vicinanze del terreno; si determinava l'attività indotta di tipo torio acquisita dal filo dopo una lunga esposizione; questa attività poteva raggiungere in queste condizioni l'80% dell'attività totale. L'esperienza era poi rifatta ponendo il filo sotto una campana, che ricopriva una mescolanza di terra e idrato di torio in proporzione nota. Si trova così che l'effetto del suolo indica uno 0,0017% di idrato di torio, cioè una quantità di circa $1,5 \cdot 10^{-5} g$ di torio per grammi di suolo.

Determinazioni dirette della percentuale di torio alla superficie della terra hanno mostrato che questo elemento è molto diffuso nella crosta terrestre e si trova nelle rocce eruttive, le lave, nelle rocce sedimentarie e nell'acqua dell'Oceano. In esperienze fatte da M. Joly⁴⁷, una quantità nota di roccia era disciolta. Si faceva bollire la soluzione per eliminare l'emanazione del radio che si dosava in alcuni casi, poi si faceva passare nel liquido una corrente d'aria che trasportava l'emanazione del torio in uno strumento di misura. L'effetto ottenuto era confrontato con quello che forniva a parità di condizioni una soluzione contenente una quantità nota di torio. M. Blanc⁴⁸ separava dalle rocce gli idrati di terre rare contenenti torio; l'attività di questi idrati era misurata e confrontata con quella di una quantità nota di idrato di torio; ci si assicurava con uno studio preliminare che l'attività non poteva essere dovuta al radio o all'attinio.

I risultati di queste ricerche sono stati riassunti nella Tabella che segue:

⁴³Strutt, Proc. Roy. Soc., t. LXXXVIII.

⁴⁴Eve, Phil. Mag., 1907 e 1909.

⁴⁵Joly, Phil. Mag., 1908 e 1909.

⁴⁶Blanc, Phys. Zeit., 1908.

⁴⁷Joly, Phil. Mag., 1909 e 1910.

⁴⁸Blanc, Phil. Mag., 1909.

Rocce sedimentarie		% di torio in grammi, per grammo di sostanza $\times 10^{-5}$	% di radio in grammi, per grammo di sostanza $\times 10^{-5}$
Blanc	Sienite (La Balma, Biella)	8,28	
	Sienite (Bagni, Biella)	6,30	
	Granito (Baveno, Lago Maggiore)	3,14	
	Granito (Vosgi, Francia)	2,07	
	Graniti e gneis, massiccio	1,85	7,7
	Joly, Rocce del tunnel S. di Finsteraarhorn		
Gottardo	Rocce sedimentarie, Ursernmulde	0,97	4,9
	Massiccio S. Gottardo	1,18	3,9
	Rocce sedimentarie, Tessinmulde	0,51	3,4
Lava del Vesuvio del 1906		2,6	
Basalto, giganti, Causeway		0,9	
Gneis, tunnel Sempione		1,1	
Calcere carbonifero Armagh		0,2	
Argilla rossa del Pacifico		< 0,4	
Acqua di mare Oceano Indiano		0,9	
Acqua di mare Atlantico del Sud		< 1,1	

Da questi risultati la radioattività della crosta terrestre non è dovuta soltanto al radio, ma può provenire anche in larga parte dal torio e dall'uranio. È stata evidenziata anche la presenza dell'attinio in alcuni casi. M. Giesel ha estratto dell'attinio dal terreno vegetale dell'isola di Capri⁴⁹, e alcuni osservatori hanno segnalato la produzione di una radioattività indotta del tipo attinio su fili esposti nell'aria nelle vicinanze del suolo (Dadourian, Gockel⁵⁰).

Ci si può rendere conto della corrispondenza tra il tasso del suolo in radio e dell'atmosfera in emanazione di radio.

Se un metro cubo di aria atmosferica contiene l'emanazione che è in equilibrio con $80 \cdot 10^{-12} g$ di radio, e se un grammo di rocce superficiali contiene in media $1,4 \cdot 10^{-12} g$ di radio, $60 g$ di rocce potrebbero fornire l'emanazione contenuta in un metro cubo di aria, a condizione che tutta l'emanazione prodotta possa essere liberata. Se si ammette che la proporzione di emanazione emessa è circa il 5% per uno spessore di suolo di un metro, si può spiegare la percentuale dell'atmosfera in emanazione su un'altezza da 2 a 3 km. Si può sottolineare che l'emanazione non si libera solo dal suolo, ma anche dalle fessure e con le acque della sorgente; in questo modo l'emanazione prodotta negli strati profondi del suolo può pure raggiungere l'atmosfera. Si vede quindi che non vi è alcuna difficoltà nello spiegare la percentuale di emanazione nell'atmosfera nelle vicinanze del suolo con la presenza di radio nella crosta terrestre.

9.10. Procedimenti di misura della ionizzazione dell'aria atmosferica

Così come risulta dallo studio della radioattività dell'atmosfera, del suolo e delle acque, la ionizzazione dell'aria atmosferica è dovuta alla presenza nell'aria di emanazioni radioattive e dei loro depositi attivi, e alle radiazioni penetranti provenienti dal suolo. È poco probabile che esista una ionizzazione valutabile dell'aria indipendente dalla radioattività dell'atmosfera e della crosta terrestre.

⁴⁹Giesel, Phys. Zeit., 1905.

⁵⁰Gockel, Phys. Zeit., 1907.

Lo studio sistematico della ionizzazione dell'atmosfera presenta grande interesse; la presenza di ioni interviene, infatti, in diversi fenomeni meteorologici, come l'esistenza di un campo elettrico alla superficie della terra e le sue variazioni, e la produzione di nubi per condensazione del vapore acqueo sui centri carichi.

MM. Elster e Geitel⁵¹ osservarono la ionizzazione dell'aria atmosferica misurando la velocità di scarica di un cilindro carico esposto all'aria e collegato ad un elettroscopio. Questo metodo molto semplice fornisce risultati che variano molto con le condizioni sperimentali come il vento o la protezione del conduttore dalle dispersioni. Un metodo più preciso indicato da M. Ebert⁵² consiste nel far passare un volume d'aria noto in un condensatore cilindrico il cui elettrodo centrale è collegato ad un elettroscopio, mentre il cilindro esterno è posto ad un conveniente potenziale. Se la velocità della corrente d'aria è regolata in modo opportuno, tutti gli ioni di un segno contenuti nel volume d'aria considerato potrebbero essere raccolti dall'elettrodo; invertendo il campo si raccolgono gli ioni di segno opposto. Questo metodo che è tuttora preferibilmente utilizzato, si presta anche alla registrazione automatica dei risultati ottenuti; un dispositivo registratore degli ioni dell'atmosfera è stato predisposto da MM. Langevin e Moulin⁵³.

Affinché tutti gli ioni di un certo segno e di mobilità k possano essere raccolti dall'elettrodo centrale, la lunghezza l dell'elettrodo deve avere un valore sufficiente. Se V è la differenza di potenziale tra le due armature del condensatore, C la capacità dello stesso per unità di lunghezza e Δ il flusso di aria in volume, si deve avere

$$l > \frac{\Delta}{4\pi kCV}$$

L'aria atmosferica contiene ioni di due specie: 1° *i piccoli ioni*, assolutamente confrontabili con quelli creati nell'aria priva di polveri dai raggi Röntgen o dai raggi Becquerel; questi piccoli ioni devono verosimilmente la loro origine alla radioattività del suolo e dell'atmosfera; la loro mobilità è dell'ordine di $1,5 \text{ cm}$ al secondo in un campo di $1 \frac{V}{\text{cm}}$; 2° *i grandi ioni*, reali particelle o goccioline cariche il cui diametro è dell'ordine del centesimo di micron, e la mobilità da 1000 a 3000 volte più piccola di quella dei piccoli ioni. La carica che essi rappresentano per unità di volume può essere molto più grande di quella dei piccoli ioni, e il rapporto può arrivare anche a 50, ma la conducibilità che essi comunicano all'aria raggiunge appena qualche per cento della conducibilità totale, poiché questa conducibilità dipende dal prodotto della densità in volume delle cariche per la loro mobilità. La formazione di grossi ioni verso le particelle neutre sospese nell'atmosfera; si stabilisce un regime di equilibrio tra il numero di grossi ioni così formati e il numero di quelli che ricostituiscono particelle neutre per ricombinazione con i piccoli ioni di segno opposto. La proporzione dei grossi ioni nell'atmosfera cresce con il grado di impurità di questa, e questo aumento avviene a spese della percentuale di piccoli ioni simultaneamente presenti.

Si può considerare come verosimile che i grossi ioni e le particelle neutre dell'aria giocano il ruolo di centri di condensazione del vapore acqueo per le nubi che si formano ad altezze al di sotto di 2000 m . Queste particelle possono, infatti, condensare il vapore acqueo appena supersaturante, e in loro presenza la condensazione in una massa di aria umida che si innalza può essere determinata da un piccolo raffreddamento. A causa del suo peso, la nube così formata può trovarsi abbandonata dalla massa d'aria che si innalza; questa non potrà allora formare nuove gocce se non ad una altezza molto maggiore, quando il raffreddamento avrà prodotto una supersaturazione sufficiente affinché la condensazione possa avvenire sui piccoli ioni; gli strati di nubi elevati (fino a $10 - 12 \text{ km}$) sono probabilmente formati in queste condizioni.

Nello strumento di MM. Langevin e Moulin i piccoli ioni sono raccolti in un condensatore il cui elettrodo ha una lunghezza di 20 cm e un diametro di $1,8 \text{ cm}$, mentre il tubo esterno ha

⁵¹Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1899.

⁵²Ebert, Zeit., 1901.

⁵³Langevin e Moulin, Il Radio, 1907.

un diametro di 5 cm e una lunghezza di 30 cm ; il flusso di aria è di circa $1,3\frac{l}{s}$ e la differenza di potenziale tra l'elettrodo e il tubo è da 8 a $10V$; il numero di grossi ioni raccolti in queste condizioni è trascurabile. Per raccogliere questi ultimi si utilizza un condensatore il cui tubo esterno è lungo 130 cm e un diametro di 7 cm , mentre l'elettrodo è lungo 120 cm e un diametro di 5 cm ; il flusso è di circa $0,26\frac{l}{s}$ e la differenza di potenziale da 300 a $400V$. si può correggere il numero ottenuto tenendo conto della proporzione di piccoli ioni che è nota per esperienza diretta. La registrazione delle cariche è ottenute con un metodo fotografico; sotto l'influsso della carica raccolta dall'elettrodo, l'elettrometro devia; l'immagine di un filamento verticale di lampada ad incandescenza formata dallo specchio dell'elettrometro si sposta lungo una fenditura orizzontale dietro la quale ruota una bussola girevole sulla quale è arrotolato un foglio di carta sensibile. Ogni volta che un volume dato di aria è passato, l'elettrometro è automaticamente rimesso a zero, il campo è invertito, poi l'elettrometro è di nuovo isolato; la registrazione delle cariche di segno contrario è così resa automatica e alterna.

Conoscendo in valore assoluto la carica di un segno contenuta in un dato volume di aria, se ne può dedurre il numero di ioni dello stesso segno se è nota la carica di uno ione. Ammettendo che la carica di uno ione è vicina a $4 \cdot 10^{-10} u.e.s$, si trova che il numero di piccoli ioni di un segno è dell'ordine di 1000 ioni per cm^3 nell'aria poco carica di poveri.

Il numero di ioni misurato direttamente con il metodo di Ebert può essere suscettibile di una correzione apprezzabile derivante dall'accumulo del deposito attivo sull'armatura negativa del condensatore. A causa di tale accumulo, la corrente di carica dell'elettrodo cresce in funzione del tempo durante l'aspirazione dell'aria; quando l'aspirazione è fermata, si osserva nel condensatore una corrente decrescente. Gli ioni raccolti dall'elettrodo non sono quindi solo quelli contenuti nell'aria immessa nel condensatore, ma anche quelli che si formano all'interno del condensatore a causa dell'attivazione delle sue pareti. Osservando la legge di variazione della corrente in funzione del tempo, si può valutare l'importanza di questo effetto; operando anche così M. Kurz⁵⁴ ha trovato che la correzione è dell'ordine del 4% per il dispositivo sperimentale impiegato.

La ionizzazione dell'aria atmosferica nelle immediate vicinanze del suolo è molto maggiore di quella osservata ad una certa distanza. MM. Ebert e Kurz hanno misurato e registrato la conducibilità ottenibile tra il suolo e una piastra metallica posta ad una distanza di 5 cm ⁵⁵. Da queste esperienze risulta che il numero di ioni prodotti in 1 cm^3 di aria contenuta nel suolo è di circa 330 al secondo. Le misure eseguite con lo strumento registratore di M. Ebert, hanno dato un risultato molto simile.

Origine della ionizzazione dell'aria atmosferica. Ionizzazione in contenitore chiuso

La disseminazione delle sostanze radioattive note nel suolo e la presenza delle loro emanazioni radioattive e dei depositi attivo nell'atmosfera sono cause che comportano una ionizzazione permanente nell'aria atmosferica. Ci si può chiedere se intervengano solo queste cause e se, oltre la loro azione, esista ancora una ionizzazione supplementare dei gas dell'aria. Il numero di ioni presenti nell'unità di volume dell'aria è determinato da un equilibrio di regime tra la produzione, la ricombinazione e l'effetto del campo elettrico terrestre; questo numero è inoltre costantemente influenzato dalle condizioni meteorologiche e non costituisce un dato numerico semplice e costante. Risultati di significato più semplice possono essere ottenuti dalla misura della produzione di ioni in un contenitore chiuso, essendo tale produzione valutata dall'intensità della corrente di saturazione che si può ottenere in una camera di ionizzazione interamente chiusa. Tuttavia, utilizzando questo metodo, si introduce una nuova causa di azione possibile; l'effetto delle pareti. Queste possono intervenire sia mediante raggi secondari da esse emessi generati dai raggi primari che penetrano nella camera, sia dalla loro propria radioattività, come suppongono certi autori che hanno interpretato in questo senso i risultati delle loro esperienze.

La ionizzazione in contenitore chiuso può essere direttamente determinata dalle seguenti cause:

⁵⁴Kurz, Phys.Zeit., 1908.

⁵⁵Kurz, Phys.Zeit., 1910.

- (1) Raggi penetranti che entrano nella camera di ionizzazione attraversando le pareti e che sono emessi sia dalle sostanze radioattive presenti nel suolo, sia dalle particelle dei depositi attivi sospesi nell'atmosfera (irraggiamento esterno);
Raggi secondari emessi dalle pareti della camera generati dai raggi primari penetranti;
- (2) Raggi emessi dalle emanazioni radioattive contenute nella camera e dai depositi attivi formati sulla faccia interna della parete, e raggi secondari che accompagnano questi raggi primari; le emanazioni radioattive possono essere state introdotte con l'aria esterna; si può anche considerare il caso in cui le pareti emetterebbero tali emanazioni;
- (3) Raggi provenienti dalle pareti stesse, se sono radioattive e raggi secondari che accompagnano questi raggi primari. La radioattività della parete può essere attribuita alla presenza di impurità radioattive note; oppure può essere considerata come una proprietà caratteristica della materia che costituisce le pareti.

Ognuna di queste tre categorie può comportare raggi penetranti e raggi assorbibili, in modo che l'insieme delle radiazioni attive costituisce, nel caso generale, un irraggiamento eterogeneo.

L'esperienza ha mostrato che la produzione di ioni in contenitori chiusi la cui parete non sembra contenere impurità radioattive è dell'ordine di 10 ioni per cm^3 e per secondo e dipende dalla natura della parete. Quest'ultimo risultato si può spiegare sia mediante una radioattività generale molto debole e variabile propria di tutte le sostanze, sia con il diverso comportamento di ogni sostanza nell'assorbimento dell'irraggiamento esterno e nell'emissione di raggi secondari prodotti dall'irraggiamento primario esterno.

È utile rendersi conto del numero di ioni che si possono produrre nell'atmosfera dalla radioattività della crosta terrestre e dell'aria atmosferica. Abbiamo visto che l'aria contiene per metro cubo una quantità di emanazione di radio che sarebbe in equilibrio con circa 10^{-10} g di radio; la quantità di emanazione per cm^3 di aria corrisponde quindi a 10^{-16} g di radio e il numero delle particelle α di ogni gruppo emesso in un cm^3 è $3,4 \cdot 10^{-6}$ per secondo. La produzione di ioni corrispondente è data dalla formula

$$q = 3,4 \cdot 10^{-6} (v_1 + v_2 + v_3)$$

essendo v_1, v_2, v_3 il numero di ioni prodotti rispettivamente da una particella α dell'emanazione, del radio A e C . Ponendo $v_1 + v_2 + v_3 = 6 \cdot 10^5$, si trova

$$q = 2,5 \quad \text{per } cm^3 \text{ e sec}$$

Si può mostrare che la produzione di ioni attribuibile ai raggi penetranti del deposito attivo del radio diffuso nell'atmosfera è molto meno importante della produzione dovuta ai raggi α .

Esaminiamo dapprima il caso dei raggi β . L'esperienza ha mostrato che, nell'aria sotto 1 mm di pressione, una particella β di grande velocità emessa dal radio produce circa uno ione di un segno su una lunghezza di 10 cm (Durack); il numero di ioni prodotti per cm nell'aria a pressione atmosferica è quindi 76, e il numero di ioni prodotti lungo il cammino totale è $\frac{76}{\mu}$, se μ è il coefficiente di assorbimento dei raggi in aria. Ammettendo che questo coefficiente varia proporzionalmente alla densità della materia assorbente e che il suo valore per l'alluminio è uguale a 1,3 si trova che il numero di ioni prodotti in tutto da una particella β è circa 12600. Il numero di particelle α emesse dall'emanazione e dal deposito attivo in equilibrio con un grammo di radio è $10,2 \cdot 10^{10}$; il numero delle particelle β è circa $10 \cdot 10^{10}$ (Makover); questi due numeri sono poco diversi. Siccome una particella α produce in media 200000 ioni, il rapporto tra le ionizzazioni dovute ai raggi α e β è circa $\frac{200000}{12600}$, cioè è 16. Questo calcolo si applica ai raggi β di grande velocità; gli elettroni più lenti, come quelli prodotti dal radio B , hanno un potere ionizzante più alto degli elettroni veloci; in compenso il loro coefficiente di assorbimento è molto maggiore, e la ionizzazione totale deve essere inferiore a quella prodotta da una particella veloce.

Per valutare la ionizzazione dovuta ai raggi γ , indichiamo con p la quantità di radio che si troverebbe in equilibrio con l'emanazione contenuta nell'unità di volume, e sia K il numero di ioni che sarebbero prodotti per secondo nell'unità di volume da un grammo di radio posto

all'unità di distanza, se l'irraggiamento non fosse assorbito; sia μ il coefficiente di assorbimento dei raggi in aria. Consideriamo la ionizzazione in un punto P come prodotta dai raggi γ emessi da strati compresi tra sfere aventi il loro centro in P . La ionizzazione i in P , attribuibile al radio distribuito uniformemente nello strato compreso tra le sfere di raggio r e $r + dr$ e riferite all'unità di volume, è dato dalla relazione

$$i = \frac{4\pi r^2 dr p K}{r^2} e^{-\mu r} = 4\pi p K e^{-\mu r} dr$$

e la ionizzazione totale I ottenuta in P per unità di volume è data dalla formula

$$I = \int_0^{+\infty} 4\pi p K e^{-\mu r} dr = \frac{4\pi p K}{\mu}$$

Nel caso reale è come se si avesse

$$p \simeq 80 \cdot 10^{18} \frac{gr}{cm^3}$$

Il coefficiente di assorbimento μ dedotto da quello determinato per l'acqua, applicando la legge delle densità, è uguale a 0,000044. La costante K è stata determinata da M. Eve che ha fatto agire una quantità nota di radio su una camera di ionizzazione posta ad una distanza opportuna; si trova $K = 3 \cdot 10^9$, per un grammo di bromuro di radio, cioè $5,13 \cdot 10^9$ per un grammo di radio. Si deduce da questi dati $I = 0,12$, numero circa 20 volte più piccolo di quello ottenibile per i raggi α .

Le esperienze fatte con il metodo Sella indicano che la ionizzazione prodotta nell'atmosfera dall'emanazione del torio e dai suoi derivati è meno importante di quella prodotta dall'emanazione del radio e dai suoi derivati e costituisce probabilmente qualche % di quest'ultima. Si può quindi prevedere che la produzione totale di ioni, dalle emanazioni e dai depositi attivi contenuti nell'atmosfera, è circa 3 ioni per cm^3 e per secondo.

Rimane da esaminare la ionizzazione attribuibile all'irraggiamento penetrante della sostanza radioattiva contenuta nel suolo. Si può ammettere che tale ionizzazione sia la metà di quella che sarebbe prodotta in una cavità posta nel suolo ad una profondità sufficiente. Il numero I di ioni prodotti in una tale cavità per unità di volume e di tempo può essere calcolata dalla formula

$$I = \frac{4\pi p K}{\mu}$$

dove p è la percentuale in sostanza radioattiva per cm^3 del suolo, μ il coefficiente di assorbimento dei raggi dal suolo e K la stessa costante utilizzata per il calcolo della ionizzazione dovuta ai raggi penetranti dell'atmosfera. Si può così scrivere

$$I = \frac{4\pi p \delta K}{\frac{\mu}{\delta}}$$

dove δ è la densità del suolo e $p\delta$ la percentuale in sostanza radioattiva per grammo di suolo. Se si pone

$$p\delta = 2 \cdot 10^{-12} g \quad \frac{\mu}{\delta} = 0,04 \text{ (raggi } \gamma)$$

si trova

$$\frac{I}{2} \simeq 1,5$$

Di conseguenza i raggi γ del radio presenti nel suolo con la concentrazione indicata possono fornire nell'atmosfera circa 1,5 ione per cm^3 e per secondo. I raggi β del radio non sono così penetranti nell'atmosfera come i raggi γ , ma nella regione vicina al suolo possono fornire una ionizzazione dello stesso ordine.

Il torio contenuto nel suolo è una sorgente importante di raggi penetranti. Secondo M. Eve l'effetto ionizzante dei raggi γ del radio sta rispetto a quello dei raggi γ di pari peso del torio nel

rapporto $7 \cdot 10^{56}$. Una percentuale in torio di circa 10^{-3} g per grammo di suolo, produrrebbe, quindi, nell'aria atmosferica una ionizzazione da raggi γ uguale a quella che produce il radio contenuto nel terreno. Questa percentuale è precisamente quella che indica in media l'esperienza per le rocce del tunnel del San Gottardo (Joly). Il valore medio che si ottiene dalle ricerche di M. Blanc è più alto e porterebbe ad attribuire ai raggi γ del torio un effetto ionizzante 5 volte maggiore di quello del radio.

Si vede quindi che si può prevedere, ad una certa distanza dal suolo, una produzione di qualche ione (da 6 a 10), per cm^3 e per secondo. Il numero realmente osservato in un contenitore chiuso di grande volume, nel quale l'effetto delle pareti è poco importante, è circa $q = 10$. Questi numeri sono dello stesso ordine di grandezza, essendo quello osservato piuttosto superiore a quello previsto.

La percentuale media del suolo in materiale radioattivo non è nota molto esattamente per consentire conclusioni definitive. È tuttavia estremamente probabile che la ionizzazione dell'aria atmosferica possa ricevere una spiegazione sufficiente dalla presenza nel suolo e nell'atmosfera di materia radioattiva. Sembra anche probabile che ad una distanza moderata dal suolo l'irraggiamento penetrante delle sostanze contenute nel suolo svolga un ruolo preponderante, potendo l'irraggiamento del torio essere più importante di quello del radio. Le variazioni della ionizzazione nell'atmosfera si possono spiegare con le oscillazioni nel contenuto di emanazione e depositi attivi nell'aria; queste possono derivare da variazioni di pressione, dal vento, dal passaggio di piogge, ecc.

La produzione di 10 ioni per cm^3 corrisponde ad una densità di equilibrio degli ioni, $n = 2500$, se non si considera la ricombinazione e se si assegna al coefficiente di ricombinazione il valore $1,6 \cdot 10^{-6}$. Ma il valore di n è in realtà ridotto dalla presenza di polveri. Il valore realmente osservato in una atmosfera poco carica di polveri è circa 1000 piccoli ioni per cm^3 .

Nelle immediate vicinanze del suolo, la ionizzazione è più intensa (una produzione di circa 300 ioni per cm^3 e per secondo). Questo incremento di ionizzazione può essere attribuito all'irraggiamento α delle emanazioni che si liberano dal suolo e dai depositi attivi che si formano sulla superficie del terreno. Le particelle di deposito attivo (radio A, torio A), formatesi vicino alla superficie, devono essere, infatti, trasportate verso di essa dall'azione del campo elettrico terrestre diretto verso tale superficie. In particolare il deposito attivo dell'emanazione del torio deve essere trattenuto in grande percentuale, avvenendo la disintegrazione dell'emanazione molto vicino alla superficie stessa.

Qualche esperienza è stata eseguita in merito per misurare la ionizzazione dell'aria alle grandi altitudini (fino a 6000 m). I risultati ottenuti sono ancora poco numerosi; sembra tuttavia che la concentrazione in piccoli ioni in queste regioni elevate sia dello stesso ordine di quella che si osserva negli strati inferiori dell'atmosfera. Tra le cause ionizzanti che intervengono ad altezze elevate, si è riconosciuta la presenza dell'emanazione del radio e dei suoi derivati; quanto all'effetto dell'irraggiamento penetrante del suolo, deve essere notevolmente indebolito a queste distanze. Ci si può quindi chiedere se le regioni superiori dell'atmosfera non siano sottoposte all'azione di una causa ionizzante di origine non terrestre, per esempio all'azione di un irraggiamento penetrante proveniente dal Sole, che sarebbe alquanto più debole negli strati inferiori. Tuttavia non è certo che una tale ipotesi sia necessaria. Infatti, se alle grandi altitudini le cause ionizzanti note sono piccole, la perdita di ioni per ricombinazione o per diffusione verso le polveri è altrettanto diminuita. L'aria delle regioni alte non contiene polveri, e a pressione ridotta il coefficiente di ricombinazione ha un valore più piccolo che a pressione atmosferica; una stessa concentrazione in piccoli ioni può quindi essere ottenuta con una produzione ben minore.

Vedremo più avanti che in certe condizioni la ionizzazione in un contenitore chiuso può divenire molto piccola; tuttavia rimane osservabile e, data la complessità delle sue cause, non è ancora possibile stabilire alcuna ipotesi definitiva per quanto riguarda la possibilità di una

⁵⁶Eve, Phys. Zeit., 1907.

ionizzazione spontanea dell'aria indipendente dai fenomeni radioattivi, o di una ionizzazione attribuibile ad una radioattività generale della materia. Tuttavia, per quanto detto, la spiegazione completa della ionizzazione dell'atmosfera per la presenza, in essa e nel suolo, di materiali radioattivi noti sembra perfettamente possibile.

Irraggiamento penetrante alla superficie terrestre

Abbiamo visto che la ionizzazione osservabile in contenitore chiuso è un fenomeno la cui natura può essere molto complessa. Lo studio di questo fenomeno presenta un grande interesse, poiché è in relazione con un problema molto importante: quello dell'esistenza di una radioattività generale della materia. I materiali radioattivi noti sono molto diffusi sulla superficie del globo terrestre; vi può anche essere materia radioattiva ancora sconosciuta. Le ricerche fatte sulla ionizzazione spontanea in contenitore chiuso hanno mostrato che essa dipende dalla natura della parete del contenitore; è importante distinguere se la parete interviene come sorgente di raggi, indipendentemente dal tipo di parete, o se il suo ruolo può essere spiegato senza far intervenire questa ipotesi.

Le cause che possono provocare la ionizzazione in contenitore chiuso sono state enumerate nel precedente paragrafo. Queste permettono di prevedere che la ionizzazione deve, in generale, essere attribuita in parte all'azione di raggi assorbibili e in parte a raggi penetranti. L'esistenza di un irraggiamento penetrante alla superficie della terra, infatti, è stata osservata da numerosi sperimentatori, e per primi da M. Mc Lennan e MM. Rutherford e Cooke⁵⁷. M. Mc Lennan misurò la conducibilità dell'aria in un recipiente metallico posto all'interno di un recipiente più grande, potendo riempire l'intercapedine con acqua, con uno spessore di 25 cm. Nel momento dell'introduzione dell'acqua, la ionizzazione nel contenitore si trovava ridotta al 63% circa del suo valore iniziale; questa ionizzazione era quindi dovuta in grande parte ad una radiazione esterna che si è trovata totalmente o parzialmente soppressa.

MM. Rutherford e Cooke hanno osservato che si poteva ridurre la ionizzazione in un contenitore chiuso circondandolo di schermi assorbenti, per esempio di piombo. Con uno schermo dello spessore di 5 cm, la ionizzazione era ridotta del 30% circa; lo stesso risultato era ottenuto con schermi di ferro. L'effetto degli schermi sembrava esaurirsi per spessori di qualche centimetro. Disponendo schermi in modo opportuno, M. Cooke ha osservato che la radiazione penetrante proviene indifferentemente da tutte le parti. Risultati simili sono stati ottenuti con contenitori posti all'aria aperta lontani da qualsiasi edificio, per essere certi che la radiazione penetrante non è dovuta unicamente alle sostanze radioattive presenti nei laboratori, ma in particolare dal suolo e dall'atmosfera.

Il ruolo degli schermi è complesso. Se essi assorbono l'irraggiamento penetrante esterno, possono anche emetterlo. È quindi possibile osservare l'aumento della ionizzazione in un contenitore chiuso dall'azione delle pareti solide poste nelle vicinanze. Una radiazione penetrante proviene dai mattoni; quando si pone un elettroscopio all'interno di una gabbia di mattoni, la ionizzazione può crescere del 50%, e l'effetto è eliminato solo per grandi spessori. Si deve quindi attribuire ai mattoni una significativa radioattività, e ciò è in accordo con le osservazioni di MM. Elster e Geitel sulla radioattività delle argille. L'irraggiamento emesso dal mattone era assorbito da uno spessore di piombo di 2 mm.

Dalle osservazioni di MM. Elster e Geitel, l'aria delle caverne e delle grotte è, in genere, più fortemente radioattiva dell'aria esterna; ciò è dovuto all'accumulazione delle emanazioni in questi spazi confinati le cui pareti contengono materie radioattive. Si può quindi pensare che introducendo una camera di ionizzazione chiusa in una caverna, si osserverà, in genere, un aumento di ionizzazione, essendo l'irraggiamento penetrante proveniente dall'aria ambiente più intenso che all'aria aperta ed essendo ricevuto da tutti i lati. In certi casi si constata, infatti, un tale aumento (Wulf, esperienze fatte in un tunnel del Sempione⁵⁸), ma è stato osservato pure il fenomeno inverso. Misurando la ionizzazione in un recipiente chiuso, posto prima sulla

⁵⁷Mc Lennan, Phys. Rev., 1903. - Rutherford e Cooke, Amer. Phys. Soc., 1902. - Cooke, Phil. Mag., 1903.

⁵⁸Wulf, Phys. Zeit., 1909.

superficie della terra e poi in una caverna contenuta in un miniera di salgemma, MM. Elster e Geitel⁵⁹ hanno constatato una diminuzione della ionizzazione di circa il 28%; questa riduzione era dovuta alla soppressione dei raggi penetranti e la ionizzazione dell'aria nella caverna era molto minore di quella nell'aria normale. Una riduzione della ionizzazione del 42% è stata osservata in caverne di gesso (Wulf). Si può supporre che il salgemma e il gesso sono poveri di materiali radioattivi e che le pareti delle caverne possono per questo motivo funzionare in modo efficace come schermi protettivi contro la radiazione esterna.

L'irraggiamento penetrante che produce la ionizzazione in contenitore chiuso può provenire in parte dal suolo, in parte dall'atmosfera. È probabile che la parte proveniente dall'atmosfera sia meno importante; è tuttavia a questa parte dell'irraggiamento che devono essere probabilmente attribuite alcune variazioni regolari o irregolari della ionizzazione osservata.

9.11. Variazione della ionizzazione in contenitore chiuso. Relazione con la pressione natura del gas

La ionizzazione che si osserva in un contenitore chiuso presenta, in genere, variazioni in funzione del tempo. La natura di tali variazioni dipende in parte dalle condizioni sperimentali. Per ottenere risultati confrontabili, è necessario rendersi conto delle cause che determinano le variazioni segnalate.

Si osserva spesso che la corrente ottenuta in una camera di ionizzazione data diminuisce per qualche tempo a partire dal momento in cui il campo elettrico è stato stabilito al suo interno. Se è di piccole dimensioni, la diminuzione è rapida, e viene raggiunto un valore limite in alcuni minuti. Se, al contrario, il volume è grande, la decrescenza può persistere per un tempo più lungo (qualche ora). Questo effetto è dovuto alla presenza nell'aria interno di una certa quantità di grossi ioni che non sono raccolti dagli elettrodi così rapidamente come i più piccoli. Quando si applica un campo intenso, i piccoli ioni sono raccolti mentre sono prodotti, ma i grossi ioni sono utilizzati in un tempo valutabile. La loro percentuale in aria è in relazione con quella delle polveri; se il recipiente è stato svuotato e riempito poi con aria accuratamente filtrata, i grossi ioni sono assenti. In un grande recipiente contenente grossi ioni, la corrente di saturazione non si può ottenere; ma con l'eliminazione dei grossi ioni per effetto del campo elettrico, la saturazione diviene più facile, e la si può realizzare anche in un grande volume. Le camere di ionizzazione a gas, utilizzate nei laboratori di radioattività, possono contenere piccole quantità di materie radioattive; quando una tale camera è stata riempita d'aria priva di polveri, essa può tuttavia, dopo un certo tempo, contenere un piccolo numero di grossi ioni; la presenza di sostanze radioattive e soprattutto delle loro emanazioni nell'aria, produce reazioni chimiche, e i prodotti di reazione possono formare, soprattutto in presenza di vapore acqueo, particelle in grado di fornire grossi ioni per assorbimento di ioni comuni. Il recipiente contiene allora una certa provvista di grossi ioni che svanisce nel momento in cui si applica il campo e che si riformano poi solo più lentamente.

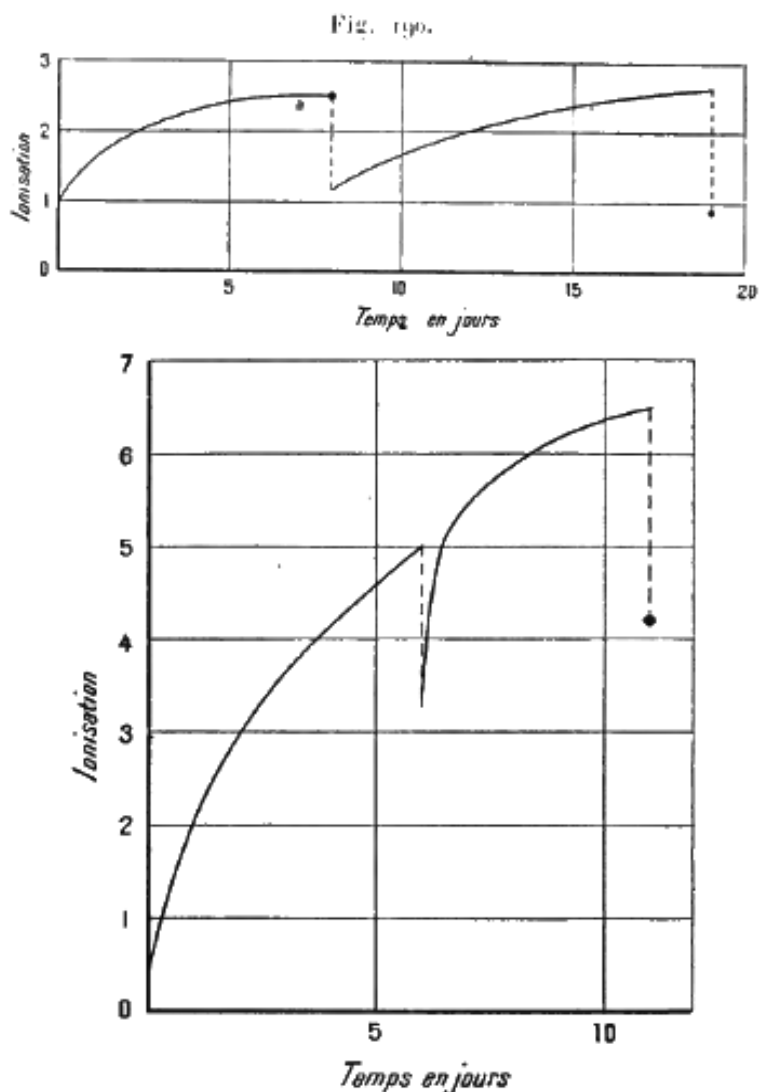
Indipendentemente dalla presenza di grossi ioni, si può osservare un calo iniziale della ionizzazione in una camera che è stata chiusa dopo essere stata riempita di aria fresca. Questo calo può essere dovuto alla diminuzione della radioattività indotta delle pareti. Le pareti esposte all'aria aperta si ricoprono di uno strato di deposito attivo che diffonde verso di esse dall'atmosfera. La radioattività indotta così acquisita può essere maggiore di quella a regime dovuta all'emanazione racchiusa nel contenitore. Se così è, si deve osservare una decrescenza la cui durata non dipende dalla forma della camera. Si può ridurre fortemente la ionizzazione in una camera sottoponendo le pareti a una pulizia molto accurata con mezzi meccanici e chimici. La parete è grattata sfregata; essa è anche ripulita con acidi, con ammoniaca, alcool e acqua distillata. La riduzione della ionizzazione con lo scopo della pulizia sta nel togliere lo strato di deposito attivo che ricopre la superficie. Se la superficie è stata per lungo tempo a contatto dell'aria contenente emanazione, può portare anche una frazione apprezzabile del deposito di

⁵⁹Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1905.

radioattività indotta ad evoluzione lenta; questo fatto può avvenire nell'atmosfera e ancora più facilmente nell'aria ricca di emanazione del radio dei laboratori di radioattività.

Quando le pareti sono state completamente ripulite e la camera di ionizzazione riempita di aria priva di polveri, non si ha più alcuna causa iniziale di ionizzazione. Ci si può aspettare, al contrario, di vedere l'intronizzazione crescere con il tempo a causa dello sviluppo sulle pareti della radioattività indotta, contenendo l'aria che si introduce in genere emanazione del radio e pure del torio.

Diversi sperimentatori hanno osservato che la ionizzazione in recipiente chiuso osservata in queste condizioni ben definite aumenta, infatti, regolarmente e tende verso un valore limite che è raggiunto solo dopo qualche giorno⁶⁰ (Campbelle e Wood, Ma Lennan, Eve, Wright). Quando si raggiunge il limite, si abbassa di nuovo la ionizzazione aerando il recipiente e sostituendo con aria fresca; ma il valore ottenuto immediatamente dopo rimane tuttavia superiore a quello iniziale, il quale può essere ottenuto di nuovo solo dopo una pulizia delle pareti. L'aumento di ionizzazione in funzione del tempo a partire dall'inizio, l'effetto di una sostituzione di aria e il conseguente aumento sono rappresentati nella figura 190 per due diversi recipienti di piombo.



Si vede che l'aumento della corrente è dovuto in parte ad una modifica superficiale delle pareti e in parte ad una causa localizzata nel gas; questa causa potrebbe, per esempio, consistere in una emissione molto dalle pareti di una emanazione radioattiva.

Questi stessi fenomeni sono stati osservati riempiendo la camera di ionizzazione di gas diversi dall'aria (idrogeno, anidride carbonica, ossido di carbonio). L'aumento della ionizzazione in

⁶⁰Campbell e Wood, Phil. Mag., 1908. - Lc Lennan, Phil. Mag., 1907. - Wright, Phil. Mag., 1909.

funzione del tempo dipende dalla natura delle pareti; si è mostrata importante per i contenitori di stagno o di piombo e praticamente nulla per lo zinco.

La conoscenza dell'andamento generale della variazione della ionizzazione in contenitore chiuso permette di fare misure in condizioni ben definite, utilizzando sia la conducibilità iniziale dell'aria fresca in un recipiente che è stato ripulito, sia la conducibilità limite. Ma si deve ancora tener conto delle variazioni irregolari e di quelle diurne.

Variazioni irregolari la cui importanza può arrivare al 50% sono state via via osservate (Campbell, Strong); la causa di queste variazioni non è stata chiarita. Inoltre si hanno variazioni lente periodiche, con 2 massimi e 2 minimi in 24 ore (Campbell e Wood, Wulf⁶¹). Questa variazione diurna è soprattutto osservabile con il bel tempo, e le curve di variazione ricordano quelle che rappresentano la variazione del potenziale nell'atmosfera nel tempo. Sembra naturale attribuire ai raggi penetranti dell'atmosfera la variazione periodica diurna della ionizzazione in contenitore chiuso, e probabilmente anche le variazioni irregolari che possono avvenire a causa degli spostamenti dei depositi attivi nell'aria esterna nelle vicinanze del contenitore. Questa opinione è stata sostenuta da M. Strong⁶² che attribuisce ai depositi attivi nell'atmosfera una importante preponderanza tra le cause di ionizzazione in contenitori chiusi.

La ionizzazione in contenitori chiusi aumenta con la pressione del gas contenuto nella camera. Dalle esperienze di numerosi osservatori (C.T.R. Wilson, Mc Lennan, W. Wilson⁶³), la ionizzazione è approssimativamente proporzionale alla pressione per pressioni comprese tra 43 mm di mercurio e 40 atmosfere. Secondo M. Patterson⁶⁴, al contrario, la ionizzazione nei contenitori molto grandi sarebbe stata proporzionale alla pressione solo per pressioni inferiori a 80 mm di mercurio e costante per pressioni superiori a 300 mm di mercurio.

La ionizzazione prodotta in diversi gas è all'incirca proporzionale alla densità relativa (C.T.R. Wilson, Jaffé⁶⁵); questa legge si applica ai seguenti gas: aria, ossido di carbonio, gas solforosi, cloroformio, carbonile di nickel), ma non è verificata per l'idrogeno.

Si può sottolineare che se l'aria introdotta contiene una certa quantità di emanazione, quella introdotta in un contenitore varia proporzionalmente alla quantità di aria utilizzata, cioè alla pressione. Non è così per la conducibilità dovuta all'effetto dei raggi penetranti dall'esterno. Questa varia meno rapidamente della pressione, per pressioni comprese tra 1 e 40 atmosfere, come risulta dalle esperienze eseguite sulla conducibilità provocata in un contenitore chiuso dai raggi γ del radio posto all'esterno (W. Wilson). La ionizzazione può, in questo caso, essere rappresentata dalla sovrapposizione di due termini, uno dei quali, proporzionale alla pressione, è attribuibile agli stessi raggi γ , mentre il secondo termine cresce pure con la pressione ma tende verso un limite, è attribuibile ai raggi secondari emessi dalla parete e assorbiti dal gas più fortemente dei raggi γ . Per la ionizzazione in un contenitore chiuso riempito con aria atmosferica, la pressione interviene nei due modi indicati: 1° modificando la quantità di emanazione introdotta; 2° modificando la ionizzazione dovuta ai raggi penetranti esterni. Inoltre, se le pareti della camera sono radioattive, l'uso dei raggi emessi dipende anche dalla pressione del gas nella camera, e se i raggi emessi sono in parte assorbibili, in parte penetranti, la legge di variazione di questa parte della conducibilità con la pressione sarà rappresentata da una somma di due termini, uno proporzionale alla pressione e l'altro crescente con essa, ma tendente più o meno rapidamente verso un limite costante. A seconda che uno degli indicati prevalga, la legge di variazione può discostarsi più o meno dalla proporzionalità e assumere una tendenza più o meno marcata verso un valore limite.

Influenza delle pareti sulla ionizzazione in recipiente chiuso

⁶¹Wulf, Phys. Zeit., 1909.

⁶²Strong, Amer. Phys. Soc., 1908.

⁶³C.T.R. Wilson, Proc. Roy. Soc., 1901. - Mc Lennan e Burton, Phys. Rev., 1903. - W. Wilson, Phil. Mag., 1909.

⁶⁴Patterson, Phil. Mag., 1903.

⁶⁵Jaffé, Phil. Mag., 1904.

Il numero di ioni prodotto per cm^3 e per secondo in un recipiente chiuso dipende dalla natura delle pareti. Questo fatto è stato evidenziato da M. Strutt⁶⁶ che ha indicato per la ionizzazione in contenitori di diversa natura i valori relativi seguenti:

Stagno	3,3
Stagno (altro campione)	2,3
Zinco	1,2
Piombo	2,2
Rame	2,3
Alluminio	1,4
Platino, diversi campioni	da 2,0 a 3,9

La ionizzazione varia con il materiale utilizzato e, inoltre, è variabile per diversi campioni di uno stesso materiale.

Parecchi altri osservatori hanno trovato risultati analoghi, e tra i diversi metalli il piombo si è mostrato particolarmente attivo, senza che tuttavia i diversi campioni di piombo manifestassero effetti ben confrontabili. M. Eve⁶⁷ ha trovato una produzione di circa 95 ioni per cm^3 in un contenitore in piombo e una produzione di circa 24 ioni per cm^3 in contenitori di rame, zinco, alluminio, ferro, ferro stagnato. M. Mc Lennan⁶⁸, operando con recipienti cilindrici del diametro di 24 cm e di lunghezza 60 cm, ha trovato una produzione di 13,6 ioni/ cm^3 nel caso dell'alluminio e una produzione da 23 a 160 ioni/ cm^3 nel caso del piombo. Esperienze ulteriori hanno dato, come valori minimi della produzione in una stessa camera di ionizzazione trasportata in luoghi diversi, i valori seguenti:

Laboratorio di Toronto		Sul ghiaccio di Toronto	
		Bai, sul lago Ontario	
Piombo	15,3	Piombo	8,6
Zinco	13,4	Zinco	6,0
Alluminio	12,5	Alluminio	6,55

I valori ottenuti nello stesso luogo per metalli diversi non presentano tra loro differenze molto grandi e sono dell'ordine di grandezza di quelle ottenute con diversi campioni dello stesso metallo. I valori ottenuti sul lago Ontario sono notevolmente più piccoli di quelli ottenuti a Toronto e rappresentano tra le ionizzazioni le più piccole sinora osservate in recipienti chiusi. Questo fatto è attribuito da M. Mc Lennan all'azione delle acque del lago che, essendo prive di sostanze radioattive, fanno da schermo alla radiazione penetrante del suolo: in queste acque la presenza dell'emanazione del radio non è stata rivelata, e si è verificato con una esperienza diretta che una profondità di 3,65 m lascia passare solo lo 0,2% dell'intensità dei raggi γ emessi da una ampolla con radio immerso. Queste esperienze mostrano che l'irraggiamento penetrante della crosta terrestre svolge un ruolo importante nella produzione di ioni in contenitore chiuso, e che questa produzione può ridursi fortemente sopprimendo il più possibile questo irraggiamento. Rimane tuttavia una ionizzazione residua che varia un poco con la natura del contenitore.

Le differenze osservate tra i metalli possono provenire sia da una radioattività propria di queste ultime, sia da effetti secondari variabili da un metallo all'altro e dovuto all'azione dei raggi penetranti esterni. I risultati indicati sopra mostrano che il numero di ioni prodotti nei recipienti della stessa forma ma di natura diversa, dai raggi γ del radio che agiscono dall'esterno, dipende dalla natura del metallo utilizzato oltre che a causa dell'assorbimento esercitato dalle pareti:

⁶⁶Strutt, Phil. Mag., 1903.

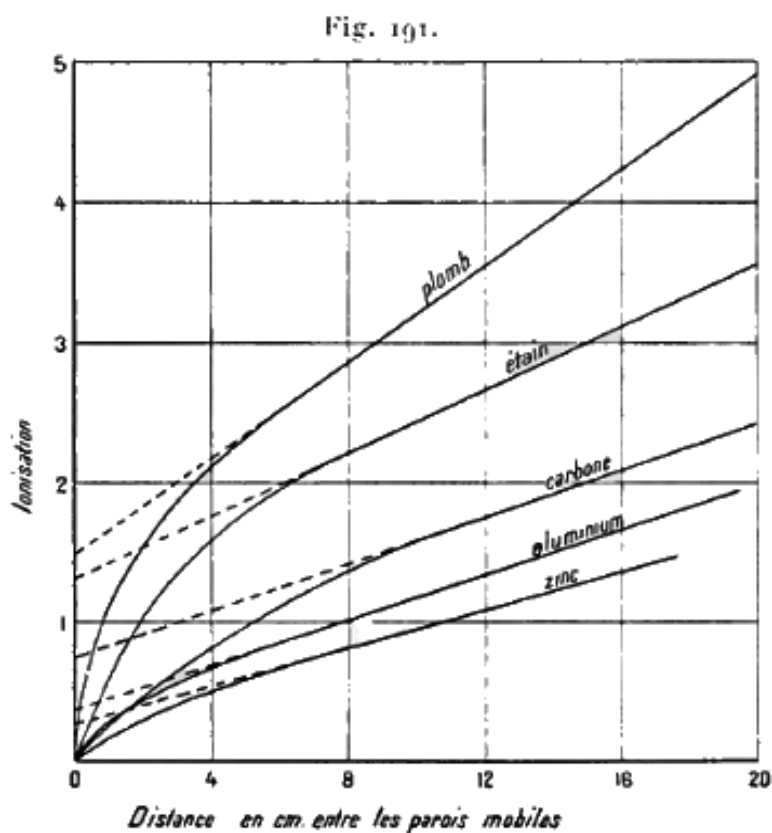
⁶⁷Eve, Phil. Mag., 1908.

⁶⁸Mc Lennan, Phys. Zeit., 1908; Phil. Mag., 1907.

Sostanza		mm	$\frac{\text{ioni}}{\text{cm}^3\text{s}}$
Piombo	spessore	1,60	550
Zinco	spessore	0,57	351
Rame	spessore	0,57	345
Ferro	spessore	0,6	320
Alluminio	spessore	0,4	297
Ferro stagnato	spessore	0,4	448

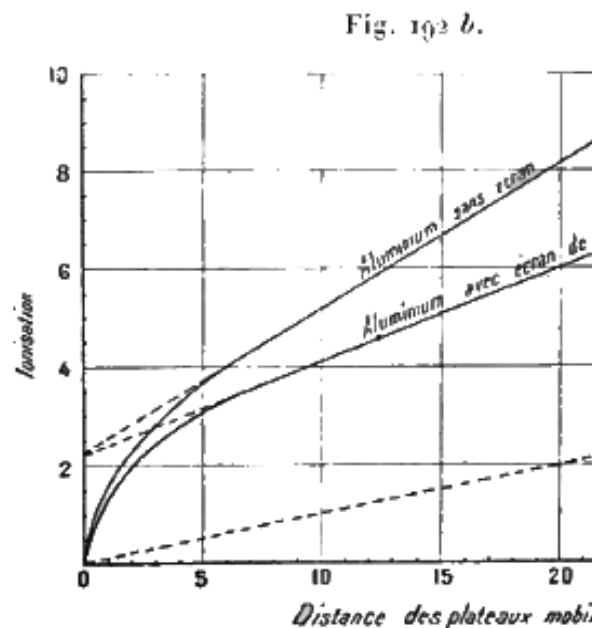
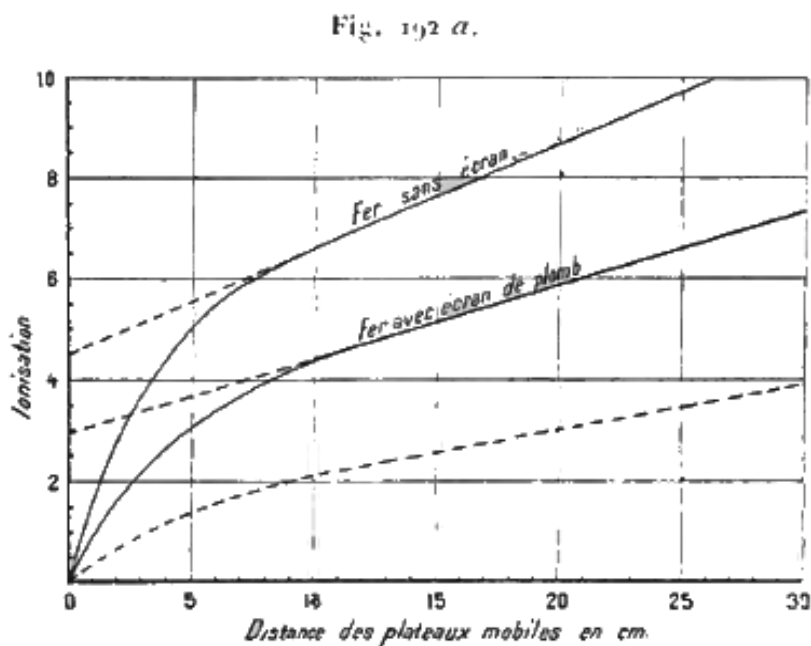
Si vede che, per esempio, la ionizzazione dovuta all'azione dei raggi γ è più intensa nei recipienti di piombo che in quelli di alluminio, potendo attribuire la differenza solo ad un effetto secondario.

È, d'altra parte, naturale attribuire alla radioattività delle pareti le differenze della ionizzazione che rimane dopo un forte riduzione dell'irraggiamento penetrante esterno, e anche dei grandi eccessi di ionizzazione come si osservano qualche volta con contenitori di piombo.



M. Campbell⁶⁹ ha fatto uno studio su diversi metalli misurando la ionizzazione tra due piastre parallele poste ad una distanza variabile. La natura dei fenomeni osservati è messa in evidenza dalle curve della figura 191. Quando si aumenta la distanza delle piastre, la ionizzazione cresce dapprima rapidamente, poi più lentamente e la legge di accrescimento limite è una legge lineare. Questa legge di variazione è analoga a quella che si osserva quando si fa variare la pressione del gas nel recipiente; essa indica la presenza di due tipi di radiazione; un irraggiamento assorbibile e uno penetrante. Diminuendo il più possibile l'influenza dell'irraggiamento penetrante esterno con schermi assorbenti opportunamente disposti, si constatava che questa diminuzione non modificava le curve ottenute. Queste curve sono riprodotte nelle figure 192 a e b.

⁶⁹Campbell, Phil. Mag., 1906.



Le curve tratteggiate rappresentano la differenza tra le ionizzazioni ottenute senza e con schermo, cioè la ionizzazione attribuibile all'irraggiamento esterno e ai raggi secondari prodotti da questo irraggiamento; queste curve indicano che il ferro emette raggi secondari assorbibili, mentre l'alluminio non ne emette. Tentativi di interpretazione di questi risultati hanno portato M. Campbell ad ammettere che ogni metallo emette un irraggiamento proprio che comporta l'emissione di raggi α di dato cammino e variabile con il metallo.

9.12. La radioattività dei metalli è una proprietà specifica del metallo?

Le esperienze esposte nel paragrafo precedente provano che i metalli possiedono, in certi casi, una debole radioattività, anche se non è detto che essa appartenga al metallo stesso, o non a tracce di sostanza radioattiva in essi contenuta. Se la radioattività dei metalli fosse una proprietà atomica, si avrebbe un argomento molto potente a favore di una radioattività generale della materia.

Ricordiamo che si tratta pur sempre di una radioattività debole, rappresentata al più dalla produzione di qualche ione per cm^3 per secondo. In un recipiente di forma cubica e del volume di un litro, contiamo, per esempio, 6000 ioni prodotti al secondo, cioè 10 ioni per ogni cm^2 di superficie della parete. Una particella α producendo circa 200000 ioni, mostra che l'emissione di una particella α per cm^2 di superficie in 5 h 30 m basterebbe per produrre la conducibilità considerata. La radioattività così osservata è 100000 volte più piccola di quella dell'uranio, e si vede come è difficile stabilire che non è dovuta alla presenza di tracce di materiali radioattivi che sono così distribuiti sulla superficie terrestre.

In seguito a diverse esperienze eseguite ai laboratori Cavendish, M. J.J. Thomson e MM. Campbell e Wood si sono dichiarati favorevoli all'ipotesi che la radioattività sia una proprietà atomica dei metalli⁷⁰. Abbiamo visto che, secondo M. Campbell, ogni metallo emette raggi α di dato cammino. In altre esperienze⁷¹, questo stesso fisico introdusse in una camera di ionizzazione una coppetta contenente la sostanza studiata, e misurò l'incremento della ionizzazione determinata da tale inserimento. L'effetto dei metalli era apprezzabile per differenza con quello del vetro, poiché questa sostanza ben pulita si mostrava poco attiva rispetto ai metalli. Il piombo e i sali di piombo si sono mostrati particolarmente attivi: una piccola attività

⁷⁰Le Radium, 1904.

⁷¹Campbell, Soc. Phil. Camb., 1906.

era pure osservata con i composti dello stagno e del bismuto. L'attività sembrava proporzionale al contenuto di metallo, e se ne concludeva che essa era una proprietà atomica di quest'ultimo.

Diverse esperienze sono state fatte per mettere in evidenza una emissione di emanazione radioattiva dalle sostanze studiate. Queste esperienze non hanno portato a risultati ben stabiliti. Si è constatato, in particolare, che il piombo, che è particolarmente attivo, non contiene tracce di radio rivelabili per la sua emanazione.

Lavori effettuati hanno tuttavia mostrato senza dubbio che la radioattività elevata del piombo è dovuta alla presenza in esso di una impurità radioattiva. MM. Elster e Geitel⁷² hanno sottoposto il piombo ad un trattamento chimico e hanno mostrato che esso contiene radio *D, E, F*. La radioattività del piombo è quindi dovuta principalmente al polonio in traccia in esso contenuto. Utilizzando i procedimenti di separazione applicabili al polonio (per esempio, la cristallizzazione del cloruro di piombo in acqua con acido cloridrico), si può ottenere una sostanza 300 volte più attiva dell'ossido di piombo iniziale. L'identità di questa sostanza con il polonio è stata stabilita con lo studio della legge di decadimento nel tempo e con la misura approssimata del cammino dei raggi α .

Conformemente a questi risultati, M. Mc Lennan⁷³ che l'irraggiamento del piombo è molto assorbibile e che i campioni di diverse sorgenti producono effetti diversi, di modo che la radioattività non è proporzionale al contenuto in metallo e non può essere considerata come una proprietà di quest'ultimo. L'impurità radioattiva è diffusa nel volume della sostanza in proporzione variabile con i campioni. M. Mc Lennan ha trovato, inoltre, che la ionizzazione in recipienti chiusi può essere ridotta a valori molto piccoli e molto poco diversi per i diversi metalli e ha concluso che i metalli non devono emettere radiazione intrinseca apprezzabile.

Il piombo è il metallo più attivo tra quelli studiati, e l'esperienza ha mostrato che esso non può essere considerato come attivo di per sé, e la dimostrazione dell'attività propria degli altri metalli presenta dubbi e non può quindi darsi come associata. Tuttavia, nel corso delle loro esperienze, MM. Campbell e Wood hanno annunciato l'esistenza di una piccola radioattività dei sali alcalini, e ciò è stato confermato per il potassio e il rubidio.

9.13. Radioattività del potassio e del rubidio

MM. Campbell e Wood⁷⁴ hanno osservato che i sali di potassio sono circa 10 volte più attivi del piombo. L'attività di sali di diversa provenienza si è mostrata molto simile; è circa 1000 volte minore di quella dell'uranio. I raggi emessi sembrano di tipo β , essendo ben più penetranti di quelli del piombo, ma meno dei raggi β del torio.

Questi risultati sono stati confermati da MM. Levin e Ruer⁷⁵ che hanno ottenuto con i sali di potassio immagini fotografiche. L'impressione ottenuta in 190 giorni su una lastra avvolta con carta nera è confrontabile in intensità con quella che si ottiene con l'ossido di uranio in 5 ore. Tutti i sali potassio producono effetti paragonabili, circa 1000 volte inferiore di quelli prodotti dall'uranio.

Numerose misure effettuate da M. Campbell⁷⁶ hanno mostrato che la radioattività dei sali di potassio si può considerare come proporzionale, al meno approssimativamente, al contenuto di potassio. Ciò è a favore dell'ipotesi che la radioattività è una proprietà atomica del potassio o di un metallo ad esso strettamente associato. Per controllare quest'ultima ipotesi, sono stati intrapresi diversi tentativi di frazionamento da parte di M. Campbell, MM. Mc Lennan e Kennedy⁷⁷ e MM. Henriot e Vavon⁷⁸. Alcuni di questi tentativi non hanno dato risultati positivi. I processi di separazione utilizzati sono i seguenti: cristallizzazione frazionata dei sali,

⁷²Elster e Geitel, Phys. Zeit., 1907.

⁷³Mc Lennan, Phil. Mag., 1907.

⁷⁴Campbell e Wood, Soc. Phil. Camb., 1906.

⁷⁵Levin e Ruer, Phys. Zeit. 1908.

⁷⁶Campbell, Proc. CAmb. Phil. Soc., 1908.

⁷⁷Mc Lennan e Kennedy, Phil. Mag., 1908.

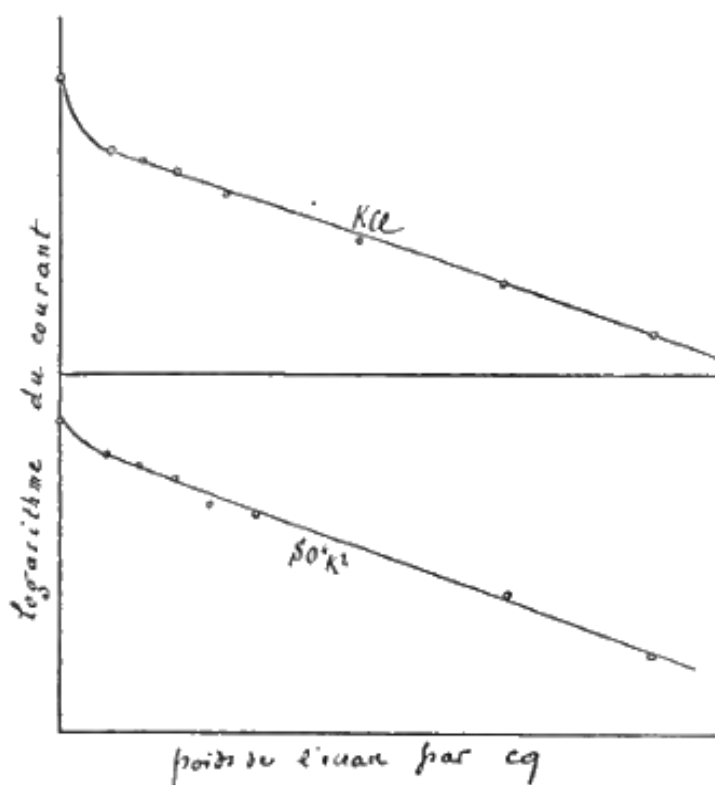
⁷⁸Henriot e Vavon, Comptes rendus, 1909.

riscaldamento prolungato del solfato, trattamento con etere, precipitazione con il carbonato di ammoniaca, trasporto nella precipitazione con il solfato di bario, precipitazione del cloruro con l'acido cloridrico gassoso, elettrolisi delle soluzioni. Dopo un certo numero di operazioni, non si evidenziava alcuna differenza di attività tra i prodotti separati, al grado di precisione delle esperienze. È quindi possibile che l'irraggiamento dei composti del potassio sia realmente una proprietà atomica di questo metallo.

L'irraggiamento dei sali di potassio è stato studiato dai fisici citati in precedenza. Secondo MM. Mc Lenna e Kennedy, questo irraggiamento sarebbe eterogeneo, e il coefficiente di assorbimento per lo stagno varierebbe tra 160 e 104 quando lo spessore della materia varia tra $0,00089\text{ cm}$ e $0,02839\text{ cm}$. Secondo M. Henriot⁷⁹, questo irraggiamento è, al contrario, sensibilmente omogeneo se si trascura il calo iniziale più rapido dovuto ad una piccola parte di raggi molto assorbibili che potrebbero costituire un effetto secondario.

La legge di assorbimento è stata rappresentata nella figura 193. Il peso dello schermo per cm^2 di superficie è stato posto in ascisse, e il logaritmo dell'intensità dell'irraggiamento in ordinate. Per due campioni di sali studiati (solfato e cloruro), le linee ottenute dopo il calo iniziale sono rette quasi parallele. Il coefficiente di assorbimento per lo stagno è circa 103 e il rapporto tra questo coefficiente e la densità è uguale a 14. I raggi del potassio sono, quindi, più assorbibili di quelli dell'uranio. Benché l'attività sia piccola, le misure si possono fare con una buona precisione per mezzo di un dispositivo sensibile. L'attività della camera di ionizzazione prima dell'introduzione del potassio costituisce circa il 25% dell'attività in presenza del sale senza schermo assorbente. Una perturbazione si ha quando si apre la camera di ionizzazione e si ricambia l'aria al suo interno; la dopo alcuni minuti si ritrova un valore ben definito.

Fig. 193.



I raggi del potassio sono deviati in un campo magnetico come i raggi catodici (Henriot e Vavon). Per assicurarsene si dispone il sale di potassio al di fuori di una camera di ionizzazione cilindrica, posto in verticale; la direzione media dei raggi emessi era verticale e i raggi passavano in larga parte a lato della camera quando il campo non era stabilito; al ristabilimento del campo,

⁷⁹Henriot, Comptes rendus, 1909 e 1910.

il fascio curvato penetrava all'interno della camera, e il verso del campo indicava che i raggi si comportano come i raggi β .

Per i composti del potassio non si è potuto constatare alcuna emissione di emanazione radioattiva.

MM. Levin e Ruer⁸⁰ hanno fatto uno studio sistematico della radioattività degli elementi chimici con il metodo radiografico. Una lastra sensibile avvolta con carta nera era esposta all'azione delle sostanze studiate per 6 mesi. Erano prese precauzioni contro l'influenza della luce. Si poteva sperare così di scoprire sostanze radioattive emettenti raggi β . Al di fuori dei sali di potassio, i sali di rubidio hanno dato un esito positivo. Effetti deboli sono stati pure ottenuti in alcuni casi, ma l'interpretazione rimane dubbia; tra le sostanze che hanno prodotto questi effetti, il berillio contiene tracce di radio, il lantanio, il cesio, l'erbio, il neodimio contengono torio, l'antimonio contiene potassio, il niobio e il tantalio hanno una attività appena osservabile. L'azione dei sali di rubidio si è mostrata più intensa di quella dei composti del potassio. I raggi del rubidio sono circa 10 volte più assorbibili di quelli del potassio (Henriot). I sali di sodio, di litio, di cesio, di ammonio non mostrano radioattività regolare e misurabile.

Dall'insieme delle ricerche esposte risulta che si possono aggiungere all'elenco delle sostanze radioattive due sostanze debolmente radioattive: il potassio e il rubidio. Ma, per quanto riguarda la radioattività delle altre sostanze comuni, non si può avanzare alcuna conclusione certa, e si può solo affermare che, se questa radioattività esiste, è ancora più piccola di quella del potassio.

9.14. Calore solare e calore terrestre

MM. Rutherford e Soddy⁸¹ hanno indicato che l'emissione di calore che accompagna le trasformazioni radioattive deve intervenire nei fenomeni termici solari e terrestri.

Si può cercare quale dovrebbe essere il contenuto in radio del Sole affinché l'energia irraggiata si possa spiegare interamente con la presenza di questo elemento⁸². Il flusso di energia ricevuto dal Sole su 1 cm^2 della superficie terrestre ad incidenza normale è noto; il suo valore è di circa $3\frac{\text{cal}}{\text{min}}$. Se ne può dedurre l'energia totale irraggiata dal Sole, e dividendo questa per il volume del Sole, si trova una emissione di energia di $0,12\frac{\text{cal}}{\text{s}\cdot\text{m}^3}$, cioè $430\frac{\text{cal}}{\text{h}\cdot\text{m}^3}$. Questo flusso corrisponde ad un contenuto di $3,6\text{ g}$ di radio per m^3 . La densità media del Sole è di $1,44$, per cui il contenuto corrispondente in peso è di $2,5\cdot 10^{-6}$; questo valore è da 7 a 8 volte maggiore di quello che corrisponde all'energia di equilibrio tra l'uranio e il radio; di modo che, anche se il Sole fosse costituito interamente di uranio, l'energia irraggiata sarebbe ancora troppo inferiore a quella indicata dall'esperienza. Questo risultato potrebbe tuttavia essere modificato se altre sostanze radioattive fossero contenute nel Sole, o se il valore delle costanti radioattive fosse modificato alle temperature e pressioni molto elevate.

L'esame dello spettro del Sole non ha rivelato la presenza di radio, ma quella dell'elio è certa. L'elio è uno dei prodotti della disintegrazione degli elementi radioattivi, e in particolare del radio, ed è quindi possibile che il radio sia presente nelle regioni centrali del Sole. Si sa che il Sole e la Terra sono costituiti dagli stessi materiali.

L'irraggiamento solare nelle vicinanze del suolo non contiene raggi analoghi a quelli emessi dalle sostanze radioattive; ciò non è contrario all'ipotesi avanzata. I raggi emessi devono attraversare l'atmosfera solare, poi l'atmosfera terrestre che assorbe quanto uno strato di mercurio di 76 cm . Si pensa che anche i raggi γ possano essere completamente assorbiti in queste condizioni.

D'altra parte l'energia del Sole può essere considerata come energia di gravitazione liberata durante la contrazione. In questa ipotesi Lord Kelvin ha calcolato che la durata del regime attuale non supera i 100 milioni di anni. Un valore ben inferiore alla durata presunta delle ere

⁸⁰Levin e Ruer, Phys. Zeit., 1909.

⁸¹Rutherford e Soddy, Phil. Mag., 1903.

⁸²W. Wilson, Nature, 1903.

geologiche. Sembra quindi probabile che esistano sorgenti di calore che tendono a mantenere il Sole ad una temperatura elevata, ed è naturale individuare tra esse la radioattività.

Per quanto riguarda la Terra, il punto di vista adottato finora era quello di una massa originariamente incandescente sottoposta ad un progressivo riscaldamento. In questa ipotesi, Lord Kelvin ha stimato che il gradiente di temperatura osservato attualmente alla superficie della Terra si spiega ammettendo che il numero di anni trascorsi dalla formazione della Terra è dell'ordine di 100 milioni. Si sa ora che un tale calcolo non è applicabile, conoscendo il contenuto di sostanze radioattive nella Terra.

La quantità Q di calore emesso al secondo dalla superficie della Terra è dato dalla relazione

$$Q = 4\pi R^2 KG$$

dove R è il raggio terrestre, K la conducibilità termica media e G il gradiente di temperatura superficiale.

Siano Q' la quantità di calore prodotta al secondo dalle sostanze radioattive contenute nella Terra, e q la produzione media per $cm^3 \cdot s$. Si ha

$$Q' = \frac{4}{3}R^3 q$$

Se si suppone che la Terra è in equilibrio termico, si ha

$$Q' = Q$$

da cui, ponendo

$$K = 0,004 \quad G = 0,0037 \frac{\text{grado}}{\text{cm}}$$

$$q = 7 \cdot 10^{-13} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \cdot s}, \text{ cioè } 2,2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \cdot \text{anno}}.$$

Un contenuto medio in radio di circa $2 \cdot 10^{-13} \frac{g}{cm^3}$ sarebbe sufficiente a produrre una tale quantità di calore. Ora, dalle determinazioni dirette effettuate da M. Strutt, il contenuto della crosta terrestre in radio è uguale in media a $4 \cdot 10^{-12} \frac{g}{cm^3}$, valore circa 20 volte maggiore.

La presenza nel suolo di altre sostanze radioattive, in particolare torio, non fa che accrescere lo scarto tra il gradiente attuale e quello all'equilibrio. Dal contenuto delle rocce superficiali in torio, si può prevedere che l'emissione di calore dovuta al torio potrebbe essere due volte maggiore di quella dovuta al radio pure nelle rocce superficiali⁸³.

Si giunge quindi alla conclusione che, se la distribuzione delle sostanze radioattive nel volume della Terra è uniforme, il globo terrestre deve subire un progressivo raffreddamento.

Per evitare tale conclusione, M. Strutt ha ammesso che il contenuto in radio è uniforme solo in uno strato superficiale e che il nucleo centrale non racchiuda materia radioattiva. Si è così portati ad assegnare alla crosta attiva uno spessore di 75 km, tenendo conto solo del radio. In questa ipotesi la temperatura del nucleo centrale sarebbe costante e facilmente calcolabile. Ammettendo il valore già indicato per la conducibilità termica delle rocce, si trova che questa temperatura è di circa 1500°. Essa non sembra assolutamente incompatibile con i dati dedotti dai fenomeni vulcanici; anche la temperatura della lava dell'Etna è circa 1060°. Tendendo conto dell'attività del torio si otterrebbe una temperatura interna di circa 500°, e l'ipotesi dell'equilibrio termico non sembra plausibile.

Si vede che, *a priori*, nessuna ragione può sostenere tale ipotesi. Il raffreddamento della Terra, in virtù dei fenomeni radioattivi, è necessariamente molto lento. Si può calcolare che, se la Terra è dapprima supposta tutta a temperatura ordinaria e che la distribuzione delle sostanze radioattive è uniforme, un tempo dell'ordine di un miliardo di anni sarà necessario affinché il gradiente attuale sia stabilito alla superficie.

Le considerazioni precedenti suppongono che i fenomeni radioattivi non sono modificati dalle condizioni di temperatura e pressione all'interno del globo.

⁸³Blanc, Phil. Mag., 1909.

Non vi è dubbio che la radioattività giochi un ruolo importante nel determinare le condizioni termiche della Terra. Si è segnalato che le regioni particolarmente ricche di materia attiva si distinguono per un valore anormale e particolarmente alto del gradiente; questa osservazione è stata fatta per il tunnel del Sempione nel quale la ionizzazione dell'aria presente ha un valore elevato⁸⁴.

⁸⁴Welf, Phys. Zeit., 1909.

TABELLA DEI DATI NUMERICI RELATIVI ALLE SOSTANZE RADIOATTIVE

Sostanza	Costante radioattiva λ (sec ⁻¹)	Periodo T	Vita mediana θ	Tipo di irraggiamento	Cammino a nell'aria dei raggi α in cm	Coefficiente μ , [cm ⁻¹] di assorbimento dei raggi β nel piombo	Coefficiente μ , [cm ⁻¹] di assorbimento dei raggi γ nel piombo	Dati diversi
Uranio	dell'ordine di 3×10^{-18} anni	dell'ordine di 6×10^9	dell'ordine di 9×10^9 anni	α	Circa 3 cm			Metallo peso atomico 238
Radiouranio								
Uranio X	$3,26 \times 10^{-7}$	24,6 giorni	35,5 giorni	β, γ	due gruppi 14 e 510	0,7		
Ionio		dell'ordine di 30000 anni		α	2,8			
Radio	Circa 10^{-11}	circa 2000 anni	circa 2900 anni	α, β	3,5	circa 300		Metallo alcalino terroso Peso atomico 226,5 Emissione di calore per g di Ra in equilibrio radioattivo e per ora 118 cal Produzione di elio per g di Ra in equilibrio radioattivo per giorno $0,5 \text{ mm}^3$ Rapporto tra ionizzazione totale dei raggi α e quella totale dell'uranio a parità di massa $7,3 \times 10^6$
Emanazione del radio	$2,085 \times 10^{-6}$	3,85 giorni	5,55 giorni	α	4,23			Gas inerte Peso atomico circa 220 Temperatura di ebollizione a pressione atmosferica -60° Temperatura di solidificazione -71° Temperatura di condensazione dell'emanazione diluita a contatto delle pareti fredde verso -150° Volume in equilibrio con un gr di Ra $0,6 \text{ mm}^3$ Coefficiente di diffusione in aria 0,1 Coefficiente di solubilità in acqua a 15° circa 0,3
Radio A	$3,85 \times 10^{-3}$	3,0 minuti	4,3 minuti	α	4,83			Volatile verso $800^\circ - 900^\circ$
Radio B	$4,33 \times 10^{-4}$	26,7 minuti	38,5 minuti	β		Raggi eterogenei 13 (?), 80, 890 (?)		Volatile verso $600^\circ - 700^\circ$
Radio C probabilmente complesso	$5,93 \times 10^{-4}$	19,5 minuti	28,1 minuti	α, β, γ	7,06	Raggi eterogenei 13, 53	0,5	Volatile verso $800^\circ - 1300^\circ$
Radio D		15 anni (?)	21 anni (?)					Volatile al di sotto di 1000°
Radio E ₁ (?) Radio E ₂	$1,7 \times 10^{-6}$	4,8 giorni	6,9 giorni	β		40		
Polonio (Radio F)	$5,73 \times 10^{-8}$	140 giorni	202 giorni	α	3,86			Volatile a 1000°
Torio	dell'ordine di 6×10^{-19} anni	dell'ordine di 3×10^{10} anni	dell'ordine di 4×10^{10} anni	α				Metallo, peso atomico 232
Mesotorio 1	$4,0 \times 10^{-9}$	5,5 anni	7,9 anni					
Mesotorio 2	$3,1 \times 10^{-5}$	6,2 ore	8,9 ore	β, γ		Raggi eterogenei da 20 a 40	Circa 0,5	
Radiotorio	$1,09 \times 10^{-8}$	2,0 anni	2,9 anni	α	3,9			
Torio X	$2,2 \times 10^{-6}$	3,6 giorni	5,25 giorni	α, β	5,7	Raggi molto assorbibili		
Emanazione del torio	$1,31 \times 10^{-2}$	53 secondi	76 secondi	α	5,5			Gas Temperatura di condensazione su pareti fredde da 120° a 150° Coefficiente di diffusione in aria 0,1
Torio A	$1,8 \times 10^{-5}$	10,6 ore	15,3 ore	β		140		
Torio B	$2,1 \times 10^{-4}$	55 minuti	79 minuti	α	5,0			

TABELLA DEI DATI NUMERICI RELATIVI ALLE SOSTANZE RADIOATTIVE (seguito)

Sostanza	Costante radioattiva λ (sec ⁻¹)	Periodo T	Vita meda θ	Tipo di irraggiamento	Cammino a nell'aria dei raggi α in cm	Coefficiente μ , [cm ⁻¹] di assorbimento dei raggi β nel piombo	Coefficiente μ' , [cm ⁻¹] di assorbimento dei raggi γ nel piombo	Dati diversi
Torio C		alcuni secondi (?)		α	8,6			
Torio D	$3,7 \times 10^{-3}$	3,1 minuti	4,5 minuti	β, γ		15,7	0,5	
Attinio								Metallo del gruppo delle terre rare
Radioattinio	$4,1 \times 10^{-7}$	19,5 giorni	28,1 giorni	α, β	4,8	170		
Attinio X	$7,6 \times 10^{-7}$	10,5 giorni	15 giorni	α	6,5			
Emanazione dell'attinio	$1,8 \times 10^{-1}$	3,9 secondi	5,6 secondi	α	5,8			Gas Temperatura di condensazione sulle pareti fredde circa -150° Coefficiente di diffusione in aria 0,11
Attinio A	$3,2 \times 10^{-4}$	36,1 minuti	52,1 minuti	β				Volatile dopo 400°
Attinio B complesso (?)	$5,4 \times 10^{-3}$	2,15 minuti	3,1 minuti	α	5,5	Raggi molto assorbibili		Volatile dopo 700°
Attinio C	$3,26 \times 10^{-3}$	5,1 minuti	7,36 minuti	β, γ		30	Da 2 a 4	
Potassio				β		Circa 30		Metallo, peso atomico 39,1
Rubidio				β		Raggi molto assorbibili dell'ordine di 300		Metallo peso atomico 85,1

$\lambda T = \ln 2 = 0,693$

$\lambda \theta = 1$

Il cammino dei raggi α nell'alluminio è circa $a/1600$

Lo spessore dello schermo assorbente che determina un dimezzamento dell'intensità dell'irraggiamento essendo uguale a D, si ha $\mu D = \ln 2 = 0,693$

Per sostanze diverse i coefficienti μ e μ' sono approssimativamente proporzionali alla densità

APPENDICE

Tra i lavori pubblicati dopo la stampa di questo Trattato, sono da segnalare i seguenti:

I. Il radio è stato ottenuto allo stato metallico a partire dall'amalgama preparato con l'elettrolisi del cloruro; l'amalgama è stato in questo caso riscaldato nell'idrogeno ad una pressione opportuna, per eliminare il mercurio mediante distillazione. Il metallo ottenuto è bianco, brillante, fonde verso i 700° e inizia a volatilizzare a questa temperatura; è estremamente alterabile all'aria e determina la decomposizione dell'acqua. Le proprietà radioattive del metallo sono quelle previste; l'attività misurata con l'irraggiamento penetrante aumenta con il tempo per l'accumulo di emanazione; la legge di accrescimento è la stessa di quella del sale di radio e l'attività limite è uguale all'attività della quantità di sale corrispondente⁸⁵.

II. Uno studio del fenomeno di emissione del radio *B* ha mostrato che, conformemente alle previsioni, questi atomi sono emessi con una carica positiva; è stato, infatti, possibile ottenere la deviazione di questi proiettili in un campo magnetico e in un campo elettrico. Queste esperienze hanno permesso di concludere che ogni particella porta probabilmente una carica uguale alla carica elementare e possiede senza dubbio una massa atomica di circa 200, come previsto dalla teoria⁸⁶.

⁸⁵M. Curie e A. Debierne, Comptes rendus, 1910.

⁸⁶Makover, Russ e Evans, Le Radium, 1910.

Indice

Capitolo 1. Natura delle Radiazioni	3
1.1. Procedure per lo studio dell'irraggiamento	3
1.2. Energia dell'irraggiamento	3
1.3. Natura complessa dell'irraggiamento	4
1.4. Propagazione rettilinea dei raggi, riflessione, polarizzazione, rifrazione, emissione	5
1.5. Azione del campo magnetico sull'irraggiamento delle sostanze radioattive	9
1.6. Potere di penetrazione dell'irraggiamento delle sostanze radioattive	12
1.7. Definizione dell'irraggiamento β	14
1.8. Complessità dell'irraggiamento β . Azione del campo magnetico	14
1.9. Carica dei raggi β del radio	17
1.10. Azione del campo elettrico sui raggi β	22
1.11. Rapporto tra la carica e la massa per una particella carica negativamente emessa dal radio.	23
1.12. Distribuzione dei raggi β del radio tra diverse velocità	30
1.13. Azione del campo magnetico sui raggi di altre sostanze radioattive	32
1.14. Passaggio dei raggi β attraverso la materia	34
1.15. Misure del potere di penetrazione dei raggi β . Legge esponenziale	36
1.16. Legge di assorbimento dei raggi β	37
1.17. Forma generale delle curve di assorbimento. Cambiamenti di velocità al passaggio dentro schermi nel caso dei raggi β	44
1.18. Relazione tra la velocità dei raggi β e il loro potere di penetrazione	46
1.19. Relazione tra l'assorbimento e la natura della materia assorbente	47
1.20. Aumento dell'intensità dei raggi β con lo spessore dello strato attivo.	50
1.21. Dispersione dei raggi β . Produzione di raggi secondari da parte dei raggi β	50
1.22. Teoria del passaggio dei raggi β attraverso la materia	57
1.23. Natura dei raggi α . Deviazione magnetica ed elettrica	60
1.24. Studio dei raggi α con il metodo della scintillazione	62
1.25. Assorbimento dei raggi α	63
1.26. Metodo di MM. Bragg e Kleemann per lo studio dei raggi α	67
1.27. Curva di ionizzazione dei raggi α	71
1.28. Passaggio dei raggi α attraverso schermi metallici sottili. Potere di arresto	74
1.29. Relazione tra l'assorbimento e la densità	81
1.30. Variazione di velocità dei raggi α al passaggio nella materia	82
1.31. Misura del rapporto tra la carica e la massa e della velocità per i raggi α	87
1.32. Natura delle particelle α	93
1.33. Carica dei raggi α	95
1.34. Conteggio diretto delle particelle α . Misura della carica di una particella α . Valore della carica elementare.	100
1.35. Volume dell'emanazione in equilibrio con un grammo di radio. Velocità di produzione di elio dal radio	103
1.36. Numero di ioni prodotti da una particella α lungo il suo cammino	104
1.37. Produzione di raggi secondari da parte dei raggi α . Diffusione dei raggi α	107
1.38. Scoperta dei raggi γ . Potere di penetrazione	111
1.39. Dosaggi delle sostanze radioattive per i raggi γ da esse emessi	115

1.40.	Natura dei raggi γ	116
1.41.	Raggi secondari dei raggi γ	121
1.42.	Confronto tra le proprietà α, β, γ . Potere ionizzante delle radiazioni	123
1.43.	Potere di penetrazione confrontato	125
1.44.	Ionizzazione e assorbimento	125
1.45.	Ionizzazione totale	126
1.46.	Corrente di saturazione nel gas ionizzato dai raggi α, β, γ	129
1.47.	Raggi δ o elettroni di debole velocità	131
1.48.	Azione della temperatura sull'irraggiamento dei corpi radioattivi	132
Capitolo 2.	Diversi fenomeni osservati in presenza di corpi radioattivi	133
2.1.	Effetti luminosi. Eccitazione di sostanze fosforescenti	133
2.2.	Luminosità propria dei sali di radio	135
2.3.	Spettro della luce emesso dai composti di radio e attinio	136
2.4.	Produzione di termoluminescenza	137
2.5.	Effetto radiografico	138
2.6.	Effetti di carica dei raggi. Azione sulla scarica elettrica. Applicazioni dell'effetto ionizzante nei gas	139
2.7.	Condensazione del vapore acqueo supersaturo. Formazione di nebbia in presenza dell'emanazione del radio. Influenza sul fenomeno di cristallizzazione.	141
2.8.	Azione ionizzante dei raggi del radio sui liquidi e sui solidi isolanti	143
2.9.	Colorazione. Effetti chimici	147
2.10.	Emissione di elio dai corpi radioattivi	153
2.11.	Prove di trasformazioni atomiche tramite sostanze radioattive	156
2.12.	Effetti fisiologici	160
Capitolo 3.	Emissione di calore dalle sostanze radioattive	162
3.1.	Emissione di calore dal radio in equilibrio radioattivo. Metodi di misura	162
3.2.	Calore emesso dall'emanazione del radio e dalla radioattività indotta	168
3.3.	Energia cinetica dei raggi α e calore emesso	171
3.4.	Effetto calorico del torio, del polonio	172
Capitolo 4.	Uranio e la sua famiglia	174
4.1.	Irraggiamento dell'uranio	174
4.2.	Uranio X. Preparazione e irraggiamento	176
4.3.	Diffusione dell'uranio X	178
4.4.	Radiouranio	179
4.5.	Famiglia dell'uranio	179
Capitolo 5.	Radio e sua Famiglia - Polonio	180
5.1.	Irraggiamento del radio	180
5.2.	Analisi della radioattività indotta	182
5.3.	Interpretazione teorica	183
5.4.	Applicazione della teoria di due sostanze allo studio dell'evoluzione dell'irraggiamento penetrante di un corpo attivato.	186
5.5.	Teoria delle tre sostanze. Radio A, radio B, radio C. Attivazione	189
5.6.	Disattivazione	190
5.7.	Distillazione del deposito attivo ed esperienze di elettrolisi	193
5.8.	Rappresentazione grafica	196
5.9.	Verifica delle formule teoriche	206
5.10.	Carica delle particelle del deposito attivo. Dimensione delle particelle	214
5.11.	Fenomeno di raccolta per il radio A, B, C	215
5.12.	Volatilità del radio A, B, C	217
5.13.	Effetto della temperatura sulla costante radioattiva del radio C	218

5.14.	Ionizzazione prodotta dall'emanazione e radioattività indotta	218
5.15.	Irraggiamento del deposito attivo. Natura complessa del radio <i>C</i> . Raggi β del radio.	220
5.16.	Legge di evoluzione dell'attività indotta restante del radio. Radio <i>D, E, F</i> . Loro relazione con il radiopiombo e il polonio	222
5.17.	Radio <i>D</i> . Tentativo di determinazione di periodo e proprietà	223
5.18.	Vita del radio. Evoluzione dell'attività del radio	227
5.19.	Emissione totale di energia dal radio	228
5.20.	Perdita di peso del radio	229
5.21.	Famiglia del radio	230
Capitolo 6.	Torio e la sua famiglia	231
6.1.	Attività del torio	231
6.2.	Torio <i>X</i>	231
6.3.	Composizione del deposito attivo	233
6.4.	Attribuzione delle costanti <i>a</i> e <i>b</i>	235
6.5.	Evoluzione dell'attività del torio <i>X</i> e del torio privo di torio <i>X</i>	239
6.6.	Radiotorio. Mesotorio	242
6.7.	Famiglia del torio	248
Capitolo 7.	ATTINIO E SUA FAMIGLIA	249
7.1.	Attività dell'attinio	249
7.2.	Attinio <i>X</i>	249
7.3.	Radioattinio	251
7.4.	Composizione del deposito attivo	253
7.5.	Proprietà delle sostanze della serie dell'attinio	256
7.6.	Irraggiamento delle sostanze della famiglia dell'attinio	257
Capitolo 8.	Minerali Radioattivi. Produzione del radio, Ionio. Analogie e connessioni tra le famiglie di elementi radioattivi	261
8.1.	Origine del radio	261
8.2.	Scoperta dello ionio	265
8.3.	Vita media del radio e dell'uranio	266
8.4.	Attività dei minerali di uranio	268
8.5.	Prodotti estremi della distruzione degli elementi radioattivi. Età dei minerali	271
8.6.	Note sulle famiglie dei radioelementi	275
Capitolo 9.	Radioattività del suolo e dell'atmosfera	277
9.1.	Disseminazione di polveri radioattive e radioattività indotta del laboratorio	277
9.2.	Ionizzazione spontanea dell'aria	278
9.3.	Presenza nell'atmosfera di emanazioni radioattive e dei loro depositi attivi	278
9.4.	Stato della radioattività indotta nel gas	280
9.5.	Teoria dell'attivazione dei fili carichi negativamente ed esposti all'aria contenente emanazione	282
9.6.	Attivazione di fili in aria libera	286
9.7.	Dosaggio diretto dell'emanazione del radio nell'aria atmosferica. Variazioni della radioattività atmosferica	289
9.8.	Radioattività del suolo e delle acque	290
9.9.	Percentuale in radio alla superficie della Terra. Percentuale in uranio e torio	294
9.10.	Procedimenti di misura della ionizzazione dell'aria atmosferica	298
9.11.	Variazione della ionizzazione in contenitore chiuso. Relazione con la pressione natura del gas	305
9.12.	La radioattività dei metalli è una proprietà specifica del metallo?	310
9.13.	Radioattività del potassio e del rubidio	311

9.14. Calore solare e calore terrestre

313

APPENDICE

318